PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 16 — 15. August 1936. Redaktionsschluß für Nr. 18 am 1. September 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

P. Graßmann, Untersuchungen über die Mikrowiderstände der Supraleiter. S. 569.

K. Bennewitz u. H. Rötger, Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet. S. 578.

G. Groetzinger, Über die Wärmeleitfähigkeit der Elektreten. S. 589.

Vorträge von der 21. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 6. und 7. Juni 1936 zu Halle a. d. S.

W. Hanle und R. Junkelmann, Energie und Geschwindigkeit als Parameter bei Stoßanregung. S. 593.

W. Hanle und F. Heidenreich, Analyse organischer Stoffe mit Hilfe des Raman-Effektes. S. 594.

Fr. Schubert, Einfluß der Rekristallisation auf die Emission des Platins. S. 595.

C. Krutzsch, Über ein instabiles Gebiet bei Wirbelringen. S. 598.

H. Sorber, Über ein Zweifedern-Gravimeter. S. 599.

Besprechungen:

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Systemnummer 35: Aluminium, Teil A. S. 599.

Aus der Geschichte der Berliner Physik. S. 600.

Deutsche Senioren der Physik. S. 600.

W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation. S. 600.

H. Schmidt, Einführung in die Vektor- und Tensorrechnung unter besonderer Berücksichtigung ihrer physikalischen Bedeutung. S. 600.

Nachrichten. S. 600.

ABHANDLUNGEN.

Untersuchungen über die Mikrowiderstände der Supraleiter.

Von P. Graßmann.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Einleitung.

Auf Vorschlag des Herrn Präsidenten Stark sollte eine Methode entwickelt werden, extrem kleine elektrische Widerstände — wie sie bei Supraleitern vorkommen — verhältnismäßig schnell und genau messen zu können.

Da es im folgenden immer nötig ist, sich die Größenordnung der Mikrowiderstände der Supraleiter in Vergleich zu bekannten anderen Widerständen vor Augen zu halten, ist in nachstehender Abb. 1 der Logarithmus des spezifischen Widerstandes einer Reihe von bekannten Materialien aufgetragen. Vorgreifend sind hierbei schon einige Ergebnisse dieser Arbeit mit aufgenommen. Man erkennt daraus, daß die Größenordnung der bekannten und meßbaren Widerstände sich über ein Gebiet von über 40 Zehnerpotenzen erstreckt, daß weiter, verglichen mit einem Supraleiter, ein normales Metall wie ein Isolator behandelt werden kann und daß endlich beim Supraleiter die üblichen Methoden der Widerstandsmessung vollkommen versagen müssen, denn bei einem spezifischen Widerstand von $10^{-20}\,\Omega \cdot$ cm hätte ein Draht von 1 μ Durchmesser bei einer Länge von $8 \cdot 10^6$ km (= 200 mal der Erdumfang) erst einen Widerstand von 1 Ohm. Schon allein die riesige Selbstinduktion eines solchen Drahtes würde die Widerstandsmessung an ihm nach den üblichen Methoden praktisch unmöglich machen.

I. Versuchsmethode und Aufbau der Apparatur.

1. Prinzip der Messung.

Von Onnes[1]) wurde ein Prinzip angegeben, nach dem es möglich ist, sehr kleine Widerstände zu messen. Induziert man in einem vollständig supraleitenden Stromkreis (z. B. Solenoid oder einfacher Ring) einen Dauerstrom, dann bleibt dessen Stärke nach Aufhören der Induktionswirkung konstant, da sich ja die elektrodynamische Energie dieses Dauerstroms nicht in Joulesche Wärme verwandeln kann. Beobachtet man aber ein allmähliches Schwächerwerden — ein Abklingen — des Stromes, so muß ein Ohmscher Widerstand im Kreis vorhanden sein. Durch Gleichsetzen der pro Sekunde in Wärme umgewandelten Energie ($= R \cdot J^2$) mit der Abnahme der elektrodynamischen Energie

1) H. K. Onnes, Comm. Leiden 140b, 141b.

$\left(= -\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} L \cdot J^2\right)\right)$ gelangt man unmittelbar zur Gleichung[1])

$$R = -\frac{L}{J}\frac{dJ}{dt} \qquad (1)$$

(R = Widerstand in Ohm, L = Selbstinduktion in Henry, J = Stromstärke in Ampere, t = Zeit in Sekunden.)

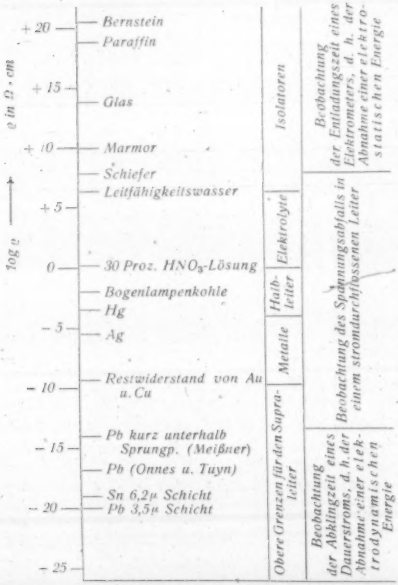


Abb. 1. Der Logarithmus des spezifischen elektrischen Widerstandes [$\Omega \cdot$ cm].

Die Stärke des Dauerstroms wird bei derartigen Versuchen meist so bestimmt, daß sich der supraleitende Stromkreis leicht drehbar in einem konstanten Magnetfeld befindet, und so eine Veränderung der Stromstärke sich durch eine Drehung des Stromkreises anzeigt[2]).

Auf Grund derartiger Versuche gelangten Onnes und Tuyn[3]) zum Ergebnis, daß der Widerstand des Blei bei 4,2° abs. kleiner als $10^{-12}\, R_0$ (R_0 = Widerstand bei 0° C) sein müsse. Spätere, dem Prinzip nach gleiche Messungen von Steiner und Graßmann[1]) führten bei Blei, Zinn und Indium zu ähnlichen Ergebnissen.

Die vorliegenden Versuche beruhen auf dem gleichen Grundprinzip wie die eben genannten, unterscheiden sich von diesen aber in drei Punkten:

1. Durch die Verwendung besonders leichter, beweglicher Systeme, so daß bei den sehr kleinen Direktionskräften der Aufhängung eine große Empfindlichkeit erreicht werden konnte.
2. Durch ein besonderes Kompensationsverfahren, das unmittelbar die Differenz der Dauerstromstärken zu Beginn und Ende des Versuchs liefert.
3. Dadurch, daß bei einigen Versuchen nicht massive supraleitende Drähte verwendet wurden, sondern das supraleitende Material nur in einer einige μ dicken Schicht auf normal leitendem Material aufgetragen war.

Dadurch konnte die Meßgenauigkeit gegenüber früheren Versuchen um mehr als drei Zehnerpotenzen gesteigert und außerdem die Versuchszeit stark abgekürzt werden.

Das Prinzip der Messung soll an Hand der schematischen Abb. 2 verdeutlicht werden[2]).

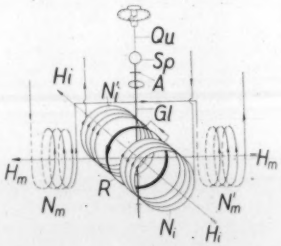


Abb. 2. Prinzip der Meßanordnung.

Ein supraleitender Ring R befindet sich in einem schwachen, seiner Ebene parallelen Magnetfeld (0,4—0,8 Gauß), dem Meßfeld H_m, das vom Spulenpaar N_m und N'_m erzeugt wird. Da dieser Ring an einem dünnen Quarzfaden Qu (Direktionskraft 0,005 ÷ 0,02 Dyn · cm) leicht drehbar aufgehängt ist und seine Einstellung mittels Spiegel Sp und Skala verfolgt werden kann, können schwache, in ihm fließende Dauerströme

1) Dies kann man auch unmittelbar aus der Gleichung für einen Stromkreis mit Widerstand und Selbstinduktion ableiten, wenn man die EMK. = 0 setzt.

2) Wegen der Induktionswirkung des Magnetfeldes auf den Stromkreis kann man allerdings nicht unmittelbar Gleichung (1) zur Berechnung von R benutzen (siehe weiter unten).

3) Comm. Leiden, Suppl. 50a; Comm. Leiden 198. Vgl. auch eine neuere Arbeit von W. J. de Haas und Casimir Jonker über *PbTl*, Physica **2**, 935, 1935; Comm. Leiden 237c.

1) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 525, 1935.

2) Eine weitere Möglichkeit wäre der Ersatz der supraleitenden Ringe durch teilweise bifilar gewickelte Spulen.

leicht nachgewiesen werden (Meßgenauigkeit $0{,}04 \div 0{,}08\ mA$). Durch die Spulen N_i und N_i' kann ein zweites, zur Ringebene senkrechtes Magnetfeld — das Induktionsfeld H_i — erzeugt werden, wodurch im Ring, wenn dieser bei A arretiert ist, ein starker Dauerstrom (bis etwa 40 Ampere) induziert werden kann. Die anfängliche Stärke dieses Stroms kann leicht berechnet werden, weil der einen supraleitenden Ring durchsetzende Gesamtinduktionsfluß konstant bleibt[1]). Daraus folgt:

$$J - J_0 = -(i - i_0)\frac{L_{12}}{L}^{2}). \qquad (2)$$

J = Stärke des Dauerstroms, i = Stärke des Stroms in den Induktionsspulen, L_{12} = Gegeninduktion der Induktionsspulen und des Rings, L = Selbstinduktion des Rings, J_0, i_0 = Stromstärken für $t = 0$.

Die Berechnung des Widerstands im Ring erfolgte grundsätzlich nach Gleichung (1), nur daß dabei noch die durch die Drehung des Rings induzierten Dauerströme, oder, wie man auch sagen kann, die magnetische Direktionskraft[3]) berücksichtigt wurden. Das geschah durch Hinzufügen eines Faktors α zur rechten Seite von Gleichung (1). Die während der gesamten Versuchszeit Δt eingetretene Stromänderung ΔJ war immer sehr klein gegen J. Man kann deshalb schreiben:

$$R = -\alpha \cdot \frac{\Delta J}{J} \cdot \frac{L}{\Delta t}\,. \qquad (1a)$$

Dabei ist

$$\alpha = \frac{D_e + D_m}{D_e}\,. \qquad (3)$$

D_e, D_m = elastische bzw. magnetische Direktionskraft (Dyn · cm).

$$D_m = 10^{-9}\frac{H^2F^2\cos^2\alpha}{L} = 10^{7}\frac{i^2}{L}\left(\frac{\partial L_{12}}{\partial \alpha}\right)^{2}{}^{4}). \qquad (4)$$

1) Maxwell, Electricity and Magnetism, §654, S. 262; § 840, S. 423, Oxford 1873.

2) Die beiden Induktionsspulen können auch als die Primärwicklung, der Ring als in sich geschlossene Sekundärwicklung eines Transformators aufgefaßt werden, woraus für $J_0 = i_0 = 0$ wieder Gleichung (2) folgt. Diese Gleichung gilt nur dann streng, wenn der Ohmsche Widerstand des Ringes genau Null ist. Zur Berechnung der anfänglichen Stromstärke ist sie aber auch dann noch geeignet, wenn im Ring ein von Null verschiedener Widerstand nachzuweisen ist, nur muß er so klein sein, daß die während der Zeit des Einschaltens in Joulesche Wärme umgewandelte Energie vernachlässigt werden kann. Dies war bei den im folgenden beschriebenen Versuchen aber immer der Fall.

3) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 523, 1935.

4) Wenn das benutzte Magnetfeld inhomogen ist, ist es oft zweckmäßiger, den zweiten Ausdruck für D_m zu benutzen. Bei seiner Ableitung ist zu beachten, daß die durch die elektrodynamischen Kräfte von einem System von konstanten Strömen geleistete mechanische Arbeit gleich der Zunahme der elektrodynamischen Energie dieser Ströme ist [vgl. Planck, Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, Gleichung (328)]. Man kann zur Ableitung auch vom Energieprinzip ausgehen. Danach ist die bei einer kleinen Verrückung aus der Gleichgewichtslage vom Stromsystem nach außen abgegebene Energie gleich der Abnahme seiner elektrodynamischen Energie. Unter der abgegebenen Energie ist hierbei nicht nur die geleistete mechanische Arbeit, sondern auch die bei der Bewegung durch die Spulen nach außen abgeführte elektrodynamische Energie zu verstehen. Andererseits ist bei Berechnung der Abnahme der Gesamtenergie die Veränderung der Stromstärke und der Gegeninduktion zu berücksichtigen.

Dabei ist F = Fläche des Rings (cm²), α = Winkel zwischen H und F, L_{12} Gegeninduktion zwischen dem Ring und dem das Feld erzeugenden Spulensystem, i Strom in diesen Spulen (Amp.).

2. Abklingversuche erster und zweiter Art.

Die Widerstandsmessungen können auf zwei verschiedene Arten ausgeführt werden:

Abklingversuche erster Art: Durch ein schwaches Induktionsfeld wird im Ring ein Strom induziert. Die elektrodynamische Wechselwirkung dieses Stromes mit dem Meßfeld — die elektrodynamische Wechselwirkung mit dem Induktionsfeld kann wegen des Faktors $\cos^2\alpha$, Gleichung (4), vernachlässigt werden — verursacht eine Verdrehung des Rings. Da diese ein Maß für die Stärke des Dauerstroms bildet, kann durch Beobachtung der Einstellung des Rings die Konstanz des Dauerstroms bzw. sein zeitliches Abklingen verfolgt werden. Da die experimentellen Bedingungen bestenfalls auf 1 pro Mille konstant gehalten werden können, sind nur noch Änderungen des Stromes um ein Tausendstel seines Betrages nachweisbar. Dieses Verfahren wurde nur zu Kontrollmessungen verwandt.

Abklingversuche zweiter Art: Bei diesem Meßverfahren wird der durch den Induktionsstoß beim Einschalten des Induktionsfeldes im Ring erzeugte Dauerstrom nach der Versuchszeit Δt durch den gleich großen, aber entgegengesetzt gerichteten Induktionsstoß beim Ausschalten des Feldes kompensiert. Ist während dieser Zeit keine Umwandlung der Energie des Dauerstroms in Joulesche Wärme eingetreten, so wird, falls im Ring schon vor dem Versuch aus irgendeinem Grunde ein schwacher Dauerstrom vorhanden war, dieser auch nachher in unverminderter Stärke weiterfließen [vgl. auch Gleichung (2), sowie Abb. 3a].

Hat sich jedoch der Dauerstrom während der Versuchszeit um ΔJ verringert, so wird nach dem Ausschalten im Ring ein um ΔJ kleinerer Strom fließen als vorher (Abb. 3b).

Bei diesem zweiten Versuchsverfahren werden an die Konstanz der Anordnung keine hohen Anforderungen gestellt, denn verkleinert sich etwa der Strom in den Induktionsspulen, so wird auch der Induktionsstoß am Ende des Versuchs um den gleichen Betrag kleiner. Dies ist auch unmittelbar aus Gleichung (2) zu ersehen. Nach diesem Meßverfahren konnte noch eine Stromänderung von weniger als 10^{-5} des Gesamtstroms gemessen werden.

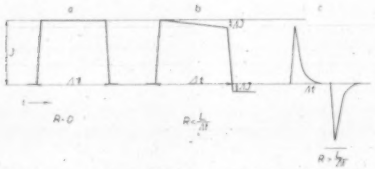


Abb. 3a, b und c. Stromverlauf im Ring beim Dauerversuch zweiter Art für verschieden große Ohmsche Widerstände (schematisch).

Man könnte gegen die Verwendung von Gleichung (1) bzw. (1a) zur Berechnung des Widerstandes folgendes vorbringen: Während des Abklingversuchs befindet sich der dauerstromdurchflossene Ring im starken Magnetfeld der Induktionsspulen. Nimmt die Stärke J des Dauerstroms wegen eines endlichen Widerstands im Ring ab, so verändert sich damit nicht nur die bisher allein berücksichtigte elektrodynamische Eigenenergie $^1/_2 L \cdot J^2$ des Dauerstroms, sondern auch die elektrodynamische Wechselenergie $L_{12} i J$. Ferner werden durch die Abnahme des Dauerstroms in den Induktionsspulen Spannungen erzeugt, es tritt also auch ein Energieaustausch mit der Umgebung ein. Die mit Einschluß dieser beiden letzteren Energiebeträge durchgeführte Rechnung zeigt jedoch, daß sich beide gerade kompensieren[1]), so daß also auch für den im Induktionsfeld befindlichen Ring mit Gleichung (1) bzw. (1a) gerechnet werden kann.

3. Beschreibung der Apparatur.

Die Größenverhältnisse und Einzelheiten des Hauptteils der nach diesen Gesichtspunkten gebauten Apparatur zeigt Abb. 4. Neben der Ansicht von der Seite (Abb. 4a) bzw. dem entsprechenden Schnitt ist der besseren Übersichtlichkeit halber das bewegliche System noch einmal herausgezeichnet (4b), und zwar um 90° um seine vertikale Achse gedreht.

Wie man sieht, wurde nicht nur ein Ring, sondern zwei gleiche, starr miteinander verbundene parallele Ringe R_1 und R_2 verwendet. Für jeden von ihnen war ein eigenes Meß- und Induktionsfeld vorhanden. Sind die beiden Meßfelder einander entgegengesetzt gerichtet und wird in jedem der Ringe durch eine äußere magnetische Störung ein Strom erzeugt, dann kompensieren sich die Drehwirkungen dieser Ströme wieder. Die Apparatur ist somit gegen äußere magnetische Störungen weitgehend unempfindlich. Häufig wurde auf diese Astasierung jedoch verzichtet, da äußere magnetische Störungen auch

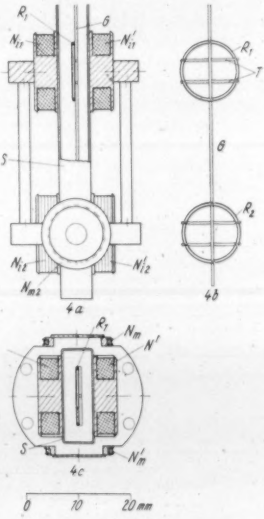


Abb. 4. Maßskizze der Apparatur.

durch einen supraleitenden Bleimantel[1]) genügend von der Apparatur abgehalten werden konnten. Da dieser an der Wand des Dewargefäßes anlag, war er von der Apparatur weit genug entfernt, um die Magnetfelder nicht mehr

1) Zum selben Resultat gelangt man auch, wenn man den Energieaustausch des Ringes mit der Umgebung durch den Poyntingschen Energieströmungsvektor ausdrückt, oder auch, wenn man bedenkt, daß das Induktionsfeld, da es während des Versuchs konstant ist, keine Spannungen im Ring induzieren kann.

1) Innerhalb eines solchen supraleitenden Mantels ändert sich, wie die Versuche von Meißner und Mitarbeiter (Zeitschr. f. d. ges. Kälte-Ind. 41, 127, 1934) zeigen, die magnetische Feldstärke auch bei starken Veränderungen des äußeren Feldes kaum merkbar.

merklich zu stören. Die beiden Ringe R_1 und R_2 sind durch die Träger T und den Glasstab G, der außerhalb des Bereichs der tiefen Temperaturen noch den Beobachtungsspiegel Sp trägt, zu dem beweglichen System zusammengefügt. In den Hauptfiguren bedeuten N_{1i}, N'_{1i}, N_{2i} und N'_{2i} die vier eisenfreien, auf Elfenbeinkerne gewickelten Induktionsspulen mit je 3000 Windungen. (Widerstand bei Zimmertemperatur = 1670 Ω, Widerstand bei Heliumtemperatur = 21,4 Ω). Die Gegeninduktion zwischen einem Spulenpaar und dem dazugehörigen Ring betrug $2{,}5 \cdot 2 \cdot 3000 \cdot 10^{-9} = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ Henry, die Selbstinduktion der Ringe (Ringradius = 5 mm, Drahtradius zwischen 0,2 und 0,25 mm) etwa 1,88 bis $2{,}04 \cdot 10^{-8}$ Henry. N_{1m}, N'_{1m}, N_{2m} und N'_{2m} sind die vier, ebenfalls eisenfreien Meßfeldspulen. Zur besseren Kühlung befanden sich Induktions- und Meßfeldspulen unmittelbar im flüssigen Helium. Das System selbst dagegen war in einem allseitig geschlossenen Schutzmantel S, in den etwas Heliumgas eingelassen wurde. Da Erschütterungen von dem leichten System nicht vollständig ferngehalten werden konnten, wurde seine Einstellung durch Mittelbildung aus zahlreichen Umkehrpunkten bestimmt. Trotz der kleinen Direktionskraft der Aufhängung (0,005 — 0,02 dyn · cm) und den großen Temperaturdifferenzen innerhalb der Apparatur konnte durch eine Reihe von Verbesserungen die Nullpunktschwankung auf 1—2 Skalenteile/Stunde herabgedrückt werden. Der übrige Aufbau der Apparatur entsprach weitgehend der schon früher[1]) beschriebenen.

Der Durchmesser aller verwendeten Ringe R betrug 10 mm, die übrigen Angaben enthält Tabelle I. In ihr ist unter D der Durchmesser des kreiszylindrischen Drahtes, aus dem der Ring gebogen wurde, angegeben.

Zwei der Ringe (Nr. 2 und 4) bestanden nicht vollständig aus supraleitendem Material, sondern aus einem Kupferkern, der als „genügend isolierender" Träger für eine, einige μdicke, galvanisch aufgetragene Zinn- bzw. Bleischicht (Dicke = d) diente. R_z ist der berechnete Wert der supraleitenden Strombahn bei Zimmertemperatur.

Tabelle I.

Nr.	Supraleiter	D mm	d μ	R_z Ω
1	Zinn	0,4	massiv	0,0275
2	Zinn	0,5	6,2	0,358
3	Blei	0,5	massiv	0,0336
4	Blei	0,5	3,5	1,20

1) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 520, 1935.

Frühere Messungen an Drähten aus demselben Stück (Kahlbaum, „Zur Analyse") ergaben bei Zinn einen Restwiderstand von etwa $10^{-3} \cdot R_z$[1]).

II. Vorbereitende Messungen.

1. Einstellung der Ringebene parallel zum Meßfeld.

Bevor das System supraleitend wird, stellt man es zweckmäßig mit Hilfe des Torsionskopfes so ein, daß die Ringebene parallel zum Meßfeld gerichtet ist. Dann verändert sich nämlich die Einstellung des Systems nicht, wenn das Meßfeld sich zufällig etwas ändert oder kommutiert wird[2]). Bei welchem Skalenteil die Parallelstellung erreicht ist, läßt sich nach zwei Methoden feststellen:

1. Oberhalb des Sprungpunkts, z. B. bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs, wird 50periodiger Wechselstrom durch die Meßfeldspulen gesandt. Steht der Ring nicht parallel zum Meßfeld, so werden in ihm dadurch Wechselströme induziert. Ist der induktive Widerstand des Rings gegen seinen Ohmschen Widerstand nicht mehr zu vernachlässigen, so sind die Ströme in ihrer Phase gegenüber dem äußeren Meßfeld gerade so verschoben, daß sie in Wechselwirkung mit diesen den Ring in Parallelstellung zu drehen suchen[3]). Diese Art der Einstellung ist nur möglich, solange das Material des Schutzmantels S nicht zu gut leitet.
2. Im supraleitenden Zustand ist der Ohmsche Widerstand immer zu vernachlässigen, so daß dann mit beliebig niederfrequentem Wechselstrom, d. h. mit Gleichstrom gearbeitet werden kann. Man kommt damit auf die schon früher von Steiner und Graßmann[2]) verwendete Methode zurück.

2. Bestimmung der Schwingungsdauer und des günstigsten Meßfeldes.

Häufig, besonders wenn ein neues System in die Apparatur eingehängt worden war, wurde die Abhängigkeit der Schwingungsdauer vom Meßfeld über einen weiten Bereich hin verfolgt.

1) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 516, 1935.
2) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 521, 1935.
3) Vgl. den Transformatorversuch von E. Thomson (z. B. Müller-Pouillet IV, 1, S. 672). In beiden Fällen sucht der bewegliche Leiterkreis seine Lage so zu verändern, daß er von möglichst wenig Induktionslinien des Wechselfeldes geschnitten wird.

Es ergab sich wieder die Gültigkeit der schon früher benützten[1]) Beziehung:

$$T = \frac{2\pi\sqrt{\Theta}}{\sqrt{D_e + D_m}} \cdot \qquad (5)$$

(Θ = Trägheitsmoment, D_e, D_m = elastische bzw. magnetische Direktionskraft.) Der für das Meßfeld Null zu erwartende Maximalwert T_m müßte eigentlich mit dem Wert T_z der Schwingungsdauer bei Zimmertemperatur übereinstimmen. Tatsächlich war aber T_m bisweilen bis zu 12 Proz. kleiner als T_z. Der Ausdruck $\sqrt{1/T^2 - 1/T_m^2}$, als Funktion des Stroms im Meßfeld aufgetragen, ergab — wie nach Gleichung (5) und (4) vorauszusehen — immer eine Gerade. Daraus läßt sich dann sehr genau das Feld maximaler Empfindlichkeit[1]) bestimmen. Der Neigungswinkel der Geraden war — soweit dies erwartet werden konnte — mit dem aus den Apparaturkonstanten berechneten Wert in Übereinstimmung.

3. Bestimmung der Empfindlichkeit.

Um unmittelbar den Ausschlag messen zu können, der einem bestimmten, im Ring fließenden Dauerstrom entspricht, wurden Versuche folgender Art durchgeführt:

Bei eingeschaltetem Meßfeld wurde die Einstellung des supraleitenden Rings beobachtet und dann durch das Induktionsfeld ein schwacher (0,1—0,01 mA) Strom geleitet. Beim Einschalten dieses Stroms wird im Ring ein Dauerstrom induziert, der in Wechselwirkung mit dem Meßfeld zu einer Verdrehung des Systems führt. Wie zu erwarten, war die Größe der Verdrehung der Stromstärke in den Induktionsspulen proportional, so daß aus solchen Versuchen sehr genau der Wert von $E = s/i$ (s = Ausschlag, i = Strom im Induktionsfeld) bestimmt werden konnte. Diese Messungen wurden bei verschiedenen Meßfeldern durchgeführt, und es ergaben sich Kurven, die gut durch die Gleichung

$$\left.\begin{aligned} E &= \text{const.}\ \frac{L_{12} H_m F}{L(D_e + D_m)}\ ^{1}) \\ &= \text{const.}\ \frac{L_{12}}{L} F \frac{H_m}{D_e + c_1 H_m^2} \cdot \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

(F = Fläche des Rings, H_m = Meßfeld)

wiedergegeben werden konnten. Analog zu den Messungen der Schwingungsdauer wurden auch diese Kurven durch passende Transformation in Gerade verwandelt, woraus mit großer Genauigkeit das günstigste Meßfeld und die Apparaturkonstanten ermittelt werden konnten. Sie waren in Übereinstimmung mit den aus den geometrischen Verhältnissen berechneten Werten.

Es stimmt also auch die Selbstinduktion des Rings mit dem aus seinen Abmessungen berechneten Wert ungefähr überein. Dies bedeutet aber, daß auch die schwachen bei den Versuchen über Schwingungsdauer und Empfindlichkeit im Ring induzierten Ströme nicht in einzelnen, aus irgendeinem Grunde bevorzugten Strombahnen fließen, sondern sich ziemlich gleichmäßig verteilen. Ob es sich um Oberflächen- oder Volumenströme handelt, konnte nach diesen Versuchen nicht entschieden werden.

4. Bestimmung des Schwellenwerts des Stromes.

Um sich ein ungefähres Bild zu verschaffen, wie stark bei den verschiedenen Temperaturen ein Dauerstrom noch sein darf, ohne die Supraleitung zu vernichten, wurden vor den eigentlichen Abklingversuchen folgende Messungen vorgenommen:

Bei einer Temperatur unterhalb des Sprungpunkts des zu untersuchenden Metalls wurde bei eingeschaltetem Meßfeld das System arretiert und nun für kurze Zeit ein zunächst kleiner Strom durch die Induktionsspulen geleitet. Nach Ausschalten des Stromes wurde das System entarretiert und geprüft, ob es sich wieder auf den alten Nullpunkt einstellt. War dies der Fall, so wurde das gleiche mit einer etwas höheren Stromstärke im Induktionskreis wiederholt und so fort, bis schließlich der bei dieser bestimmten Temperatur geltende Schwellenwert des Stromes überschritten war. Dies gab sich dadurch zu erkennen, daß nun nach Abschalten des Induktionsstromes im Ring ein Dauerstrom zurückblieb, der dem beim Einschalten des Induktionsflusses induzierten Strom entgegengesetzt gerichtet war. Dann wurde die Temperatur etwas gesenkt, das Induktionsfeld kommutiert und nun wieder Versuche in der gleichen Art vorgenommen, bis wieder durch einen den Schwellenwert übersteigenden Strom das System nach der anderen Seite aus der Ruhelage herausgeworfen wurde. So erhält man für jede Temperatur zwei Stromstärken, von denen die eine dicht unterhalb (in der Abbildung mit △ bezeichnet), die andere dicht oberhalb (▽) des Schwellenwerts liegt. Abb. 5 gibt das Ergebnis einer solchen Messung an Ring Nr. 2 (verzinnter Kupferring) wieder.

1) K. Steiner und P. Graßmann, Physik. Zeitschr. **36**, 521, 1935. Vgl. auch die noch ein weiteres Glied enthaltende Formel, die H. G. Smith und E. F. Burton (Rev. of Mod. Phys. **7**, 251, 1935) angeben.

Außer der Stärke J des Dauerstroms ist in ihr auch noch das Magnetfeld an der Drahtoberfläche H_{0b} angegeben.

Dieses ist nach der Formel

$$H_{0b} = \frac{0{,}2}{r} J = -\frac{0{,}2}{r} i \frac{L_{12}}{L} \simeq -\frac{0{,}2}{r} 10^{-8} \frac{H_i F}{L}^{1})$$

(r = Drahtradius) berechnet. Es folgt somit für diesen Ring $\partial H_s/\partial T \simeq 47$ Gauß/° abs. Dabei

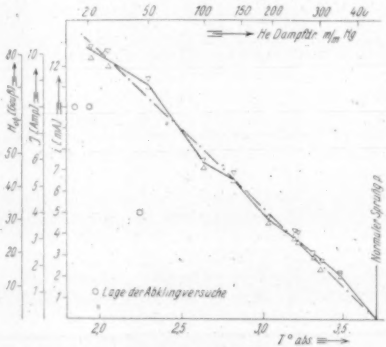


Abb. 5. Schwellenwertkurve für Ring Nr. 2 (verzinnter *Cu*-Ring).

ist H_s der Schwellenwert des Magnetfeldes, bei dem eben ein Widerstand nachweisbar ist. Aus den entsprechenden Messungen am Ring Nr. 1 (massiver Zinnring) folgt $\partial H_s/\partial T \simeq 110$ Gauß/° abs. Dies ist in ziemlich guter Übereinstimmung mit den Messungen von Haas und Voogd[2]) an Zinneinkristallen. Ring Nr. 3 und 4 (massiv Blei, bzw. verbleiter Kupferring) konnten bei 4,2° abs. bis zu 45 bzw. 18 Amp. belastet werden.

III. Die Widerstandsmessungen und ihr Ergebnis.

1. Durchführung der Versuche.

Die im folgenden beschriebenen Abklingversuche wurden bei Temperaturen weit unterhalb des Übergangsbereichs und mit verhältnismäßig kleinen Dauerstromstärken durchgeführt. Es zeigte sich nämlich, daß auch noch in einer gewissen Entfernung von der unter II, 4 beschriebenen Schwellenkurve meßbare Widerstände festzustellen sind, die bei Temperaturerhöhung oder Stromsteigerung ungeheuer rasch ansteigen und wohl den untersten Teil der Übergangskurve darstellen dürften. Der Widerstand wurde immer durch Abklingversuche zweiter Art (vgl. I, 2) bestimmt, da dies, wie schon früher dargelegt wurde, die wesentlich empfindlichere Methode ist.

Die Messung ging dabei folgendermaßen vor sich: Bei eingeschaltetem Meßfeld wird die Einstellung des Rings beobachtet, dann dieser arretiert und das Induktionsfeld eingeschaltet. Nach einer Versuchszeit von meist einigen Minuten wird das Induktionsfeld wieder ausgeschaltet, der Ring entarretiert und wieder seine Einstellung beobachtet. Hat sie sich geändert, kann daraus auf eine Stromänderung ΔJ und damit auch auf einen Widerstand im Ring geschlossen werden, der nach Gleichung (1a) berechnet werden kann. Zur Kontrolle wurden meist mehrere Versuche mit entgegengesetzt gepolten Meß- und Induktionsfeldern gemacht. Um zufällige Änderungen der Einstellung des Rings zu eliminieren, wurde bei den späteren Versuchen durch Kommutieren des Meßfeldes vor und nach jedem Versuch unmittelbar das magnetische Moment des Rings gemessen. Aus seiner Änderung kann dann unschwer auf eine Stromänderung geschlossen werden.

Derartige Versuche ergeben jedoch auch bei großem Widerstand des Rings, also z. B. im normalleitenden Zustand, keinen Ausschlag, denn bis beobachtet werden kann, ist der beim Ausschalten des Induktionsfeldes erregte Strom schon längst wieder auf Null abgeklungen (vgl. Abb. 3c). Um diese Möglichkeit auszuschließen, wurde sehr häufig die Schwingungsdauer gemessen und vor und nach jeder längeren Reihe von Abklingversuchen zweiter Art ein Abklingversuch erster Art angestellt. Zur Kontrolle der Apparatur wurden auch häufig die unter II, 3 beschriebenen Eichmessungen vorgenommen.

Für die Auswertung der Abklingversuche ist die Kenntnis des Quotienten $\Delta J \cdot D_e / J \cdot (D_e + D_m)$ notwendig (Gleichung 1a). Er ist gleich $\Delta s/s$, wobei Δs die tatsächlich während des Abklingversuchs beobachtete Änderung der Einstellung ist. s ($= E \cdot i$) ist der Ausschlag, der dem während des Abklingversuchs im Induktionsfeld fließenden Strom i entspricht, wobei für E der nach II, 3 ermittelte Wert eingesetzt wurde. Der gesuchte Ohmsche Widerstand des Rings berechnet sich dann unmittelbar nach der Gleichung

$$R = \frac{\Delta s L}{s \Delta t}, \qquad (1b)$$

die nur noch leicht meßbare Größen enthält.

1) Diese Formel gilt nur, solange der Drahtdurchmesser klein gegen den Ringdurchmesser ist, denn dann ist an der Drahtoberfläche das Induktionsfeld gegen das Feld des Dauerstroms zu vernachlässigen. Ist dies nicht mehr der Fall, muß eine durch M. v. Laue und F. Möglich (Berl. Ber. 1933, S. 543, Abschnitt III) abgeleitete Formel benutzt werden.

2) W. J. de Haas und J. Voogd, Comm. Leiden 212c.

Als Meßfeld wurde immer das Feld maximaler Empfindlichkeit gewählt, bei dem überdies auch noch die Empfindlichkeit von kleinen Schwankungen des Meßfelds unabhängig ist.

2. Ergebnisse der Widerstandsmessungen.

Das Ergebnis der Widerstandsmessungen ist in Tabelle II angegeben, wobei aus Raumgründen nicht jeder Versuch eigens aufgeführt ist, sondern Versuche unter ähnlichen Bedingungen zu einer Gruppe vereinigt wurden. Unter J sind die bei den einzelnen Versuchen im Ring induzierten Dauerstromstärken angegeben. Bei ihrer Berechnung nach Gleichung (2) wurde allerdings angenommen, daß sich das System in der in Abb. 4 gezeichneten Mittellage befindet. Da aber bei eingeschaltetem Induktionsfeld die elektrodynamischen Kräfte versuchen, die Ringe aus dem Feld heraus und an die Wand des Schutzmantels S (Abb. 4) zu pressen, ist die tatsächlich in den Ringen fließende Stromstärke möglicherweise bis zu 20 Proz. kleiner. Dementsprechend können auch die unter R_{max} angegebenen oberen Grenzen für den Wert des Widerstands der Supraleiter etwas höher sein. Auch die Neigung der in Abb. 5 wiedergegebenen Schwellenwertkurve kann sich dadurch etwas ändern. Bei Berechnung von R_{max} nach Gleichung (1a) bzw. (1b) wurde für Δs der mittlere Fehler eingesetzt. Durch Multiplikation von R_{max}/R_z mit dem spezifischen Widerstand bei Zimmertemperatur ($Sn = 1{,}10 \cdot 10^{-5}$, $Pb = 2{,}1 \cdot 10^{-5}\,\Omega \cdot$ cm) kann auch unmittelbar die obere Grenze für den spezifischen Widerstand des Supraleiters berechnet werden. Es zeigt sich also, daß weit ab von der Schwellenwertkurve kein Ohmscher Widerstand im Supraleiter nachgewiesen werden kann und daß somit sowohl der temperaturabhängige wie auch der Restwiderstand der Supraleiter beim Durchschreiten des Übergangsintervalls eine fast sprunghafte Änderung erleidet.

Die angegebene Temperatur wurde aus dem Dampfdruck des Heliumbades berechnet, die Temperatur des Rings ist nicht wesentlich höher.

Die in der Tabelle angegebenen oberen Widerstandsgrenzen wurden nach Gleichung (1) bzw. (1b), die die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes voraussetzt, berechnet. Es wäre statt dessen wohl richtiger, die pro Zeiteinheit eintretende Energieabnahme des Dauerstroms anzugeben, da für den Supraleiter das Ohmsche Gesetz nicht gilt. Trotzdem wurde der Ohmsche Widerstand angegeben, da er eine praktische Rechengröße ist und eine leichtere Vergleichbarkeit mit anderen Messungen ermöglicht.

Würde man aus den hier angeführten Metallen also einen kompakten Supraleiter herstellen,

Tabelle II.

Versuchsgruppe Nr.	Ring Nr.		J Ampere	$R_{max} \cdot 10^{15}$ Ω	$R_{max}/R_z \cdot 10^{15}$ Ω	Temperatur abs.
1	1	Zinkring – massiv	10,4; 10,4	2,8	100	2,07
2	1		5,9; 5,9	5,5	200	2,40
3	1		11,0; 11,0	11	400	2,18
4	1		20	5,5	200	1,50
5	1		11,0; 11,0	1,1	40	1,82
6	1		7,4; 7,4; 7,4; 7,4;	5,5	200	2,20
7	1		7,4	8	300	2,30
8	1		14; 14; 14; 14	1,3	50	2,00
9	2	verzinkter Cu-Ring	4; 4	18	50	2,25
10	2		8; 8; 8	3,6	10	1,85
11	2		8; 8; 8; 8; 8	6	17	1,94
12	3	Heiring – massiv	29; 29	0,27	8	4,24
13	3		37	0,20	6	4,24
14	3		32	1,2	35	4,23
15	3		24; 24; 32; 36; 40	0,34	10	4,22
16	4	verbleiter Cu-Ring	15	0,6	0,5	4,24
17	4		18; 18	24	20	4,22
18	4		18; 22; 14; 18	0,84	0,7	1,76

so wäre dessen Widerstand so klein, daß ein unterhalb des Sprungpunkts eingeschaltetes Magnetfeld nicht in ihn eindringen könnte, denn die an der Körperoberfläche induzierten Dauerströme, die eben dies Eindringen verhindern, klingen in absehbarer Zeit nicht ab. Würde dagegen nur mit dem Galvanometer das Fehlen einer Spannungsdifferenz an den Enden eines stromdurchflossenen Supraleiters nachgewiesen, dann kann dessen Ohmscher Widerstand immer noch groß genug sein, daß die Dauerströme an seiner Oberfläche rasch abklingen und damit das Magnetfeld in den Supraleiter eindringt; denn mit dem Galvanometer lassen sich nur noch spezifische Widerstände bis etwa $10^{-12}\,\Omega \cdot$ cm nachweisen.

Bei einigen Heliumverflüssigungen ergaben übrigens die ersten zwei bis drei Abklingversuche große Ausschläge, die teils in Richtung eines positiven Widerstands, teils entgegengesetzt dazu lagen. Erst die späteren Versuche ergaben dann — vorausgesetzt, daß man weit ab von der Schwellenwertkurve blieb — kleine, innerhalb der Meßgenauigkeit liegende Ausschläge.

3. Unverschiebbarkeit der Stromlinien.

Meist war der Ring vor Einschalten des Induktionsfeldes nicht vollständig stromlos, sondern es floß in ihm ein schwacher Dauerstrom von einigen Milliampere, der durch den Ausschlag beim Kommutieren des Meßfeldes

nachgewiesen werden konnte. Beim Einschalten des Induktionsfeldes wird diesem Strom ein Strom von 20 und mehr Ampere überlagert. Wenn das System nach Ausschalten des Feldes, wie die Abklingversuche zeigen, wieder seine ursprüngliche Stellung einnimmt, so heißt das nicht nur, daß die vor dem Entstehen des Induktionsstromes vorhandene Stromstärke sich nicht verändert hat, sondern auch, daß die räumliche Lage dieser Strombahn im Ring erhalten blieb. Denn es ist sehr unwahrscheinlich, daß eine Verminderung der Stromstärke und eine Änderung der Strombahn sich in ihren Auswirkungen auf das System gerade kompensieren.

Um zu untersuchen, ob dieses Verhalten auch dann noch vorhanden ist, wenn der überlagerte Strom sehr häufig sein Vorzeichen wechselt, wurde bei einigen Abklingversuchen zweiter Art das Induktionsfeld nicht auf einmal, sondern unter dauerndem Kommutieren bei stetiger Verringerung der Stromstärke abgeschaltet. Bei weiteren Versuchen wurde auch Wechselstrom durch die Induktionsspulen gesandt und dann teils plötzlich, teils allmählich abgeschaltet. All diese Versuche zeigten keine über die Meßgenauigkeit hinausgehenden Ausschläge.

Mit Ring Nr. 2 wurden bei etwa 3,5° abs. zwei Versuche folgender Art angestellt: Wie bei den Abklingversuchen erster Art wurde mittels des Induktionsfeldes im Ring ein schwacher Dauerstrom (20 mA) induziert und der dadurch erzeugte Ausschlag beobachtet. Dann wurde diesem im Ring fließenden Gleichstrom etwa 2 Minuten lang ein 50periodischer Wechselstrom von 560 mA Scheitelwert überlagert und dieser Wechselstrom bei dem einen Versuch plötzlich, bei dem anderen allmählich abgeschaltet. Man erhielt auch jetzt wieder bis auf weniger als ein Prozent denselben Ausschlag wie vor Einschalten des Wechselstroms. Wie oben kann also auch hier geschlossen werden, daß nach häufigen Stromwechseln sich wieder die ursprüngliche Stromstärke und -verteilung einstellt.

4. Bemerkungen zu den Versuchen mit dünnen supraleitenden Schichten.

Man könnte vermuten, daß dünne, supraleitende Schichten, die auf ein normalleitendes Metall aufgetragen sind, immer einen endlichen Widerstand zeigen. Wenn z. B. den Elektronen, die den Strom im Supraleiter tragen, eine ungerichtete Wärmebewegung zukommt, würden sie häufig in das normalleitende Metall eindringen und hier ihre gerichtete Bewegung, die mit der Stromrichtung zusammenfällt, einbüßen. Um den Strom aufrechtzuerhalten, müßten also im Supraleiter immer neue Elektronen beschleunigt werden, wozu in ihm ein elektrisches Feld vorhanden sein müßte, und die von diesem an den Elektronen geleistete Arbeit würde im angrenzenden normalen Leiter als Joulesche Wärme in Erscheinung treten.

Die Versuche zeigen jedoch, daß dies nicht der Fall ist. Auch ergibt eine unter vereinfachten Annahmen durchgeführte Rechnung, daß die Elektronen, deren Wärmebewegung zufällig so gerichtet ist, daß sie den Begrenzungsflächen der Schicht parallel ist, schon zahlreich genug sind, um zum Zustandekommen des Dauerstroms auszureichen. Bei Berechnung der oberen Widerstandsgrenze dünner Schichten müßte dieser Effekt eigentlich berücksichtigt werden. Da die Berechnung einer solchen Korrektur jedoch nur auf Grund besonderer Annahmen möglich ist, wurde sie bei den Angaben in Tabelle II nicht berücksichtigt.

Bei einigen Versuchen wurden Stromdichten bis zu $4 \cdot 10^5$ Ampere/cm² erreicht (z. B. Nr. 18). Nimmt man an, daß die Zahl der supraleitenden Elektronen gleich der Anzahl der Atome ist, so ergibt sich aus dieser Stromdichte eine gerichtete Elektronengeschwindigkeit von 76 cm/sec, entsprechend einer Energie von $1{,}4 \cdot 10^{-12}$ e-Volt. Dagegen ist die mittlere Elektronenenergie im Blei nach den neueren Anschauungen rund 3 e-Volt. Dem Wert $\frac{3}{2}$ kT dagegen würde bei 3° abs. eine Energie von $4 \cdot 10^{-4}$ e-Volt entsprechen.

Da jedes längs einer gekrümmten Bahn sich bewegende Elektron dauernd Energie abstrahlt, müssen auch die Elektronen des Dauerstroms, die längs der Kreisbahn umlaufen, dauernd an Geschwindigkeit verlieren. Da diese Abstrahlung proportional zur 4. Potenz der Geschwindigkeit ansteigt, wird dieser Energieverlust immer merklicher, je kleiner — bei festgehaltener Stromstärke — die Zahl der supraleitenden Elektronen ist. Aus der Genauigkeit, mit der die Konstanz des Dauerstroms festgestellt werden konnte, folgt so unter der Annahme, daß sich die von den einzelnen Elektronen abgestrahlten Beträge addieren, daß mindestens jedes 10^4 Atom ein supraleitendes Elektron abgeben muß[1]), oder daß die supraleitenden Elektronen — ähnlich den Elektronen des klassischen Atommodells — nicht strahlen.

Die einzelnen, für die Abklingversuche wesentlichen Energiebeträge sind bei Versuchsgruppe 18 von folgender Größenordnung:

1. Elektrodynamische Energie des Rings $= \frac{1}{2} L \cdot J^2 = \frac{1}{2} \cdot 18{,}8 \cdot 10^{-9} \cdot 22^2$ (Joule) $= 46$ (erg).

1) Die „Entartungstemperatur" würde also weit oberhalb des Übergangsintervalls liegen.

2. Kinetische Energie der Gesamtheit der Leitungselektronen $= \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \cdot N = \frac{1}{2} \cdot 8{,}98 \cdot 10^{-28} \cdot 76^2 \cdot 5{,}7 \cdot 10^{18} = 1{,}4 \cdot 10^{-5}$ (erg) (m = Elektronenmasse, v = Elektronengeschwindigkeit der im Ring vorhandenen, supraleitenden Elektronen)[1].
3. Joulesche Wärme bei einem spezifischen Widerstand von $10^{-20}\ \Omega \cdot \mathrm{cm} = J^2 \cdot R = 22^2 \cdot 0{,}57 \cdot 10^{-8} = 2{,}8 \cdot 10^{-6}$ (erg/sec).

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode zur schnellen Messung extrem kleiner Widerstände (bis $10^{-15}\ \Omega$) beschrieben. Ihre Anwendung auf den Widerstand der Supraleiter unterhalb des Sprungpunktes ergibt folgendes:

1. Der Widerstand einer 6,5 μ dicken, auf Kupfer aufgebrachten Zinnschicht ist bei entsprechend tiefer Temperatur kleiner als $10^{-14} R_z$ (R_z = Widerstand bei Zimmertemperatur)
2. Der Widerstand einer 3,5 μ dicken Bleischicht ist kleiner als $0{,}5 \cdot 10^{-15} R_z$.
3. Auch bei Stromdichten bis zu $4 \cdot 10^5$ Amp./cm² ist in dieser Bleischicht keine Stromabnahme nachweisbar. Es treten also auch bei hohen Elektronengeschwindigkeiten keine zusätzlichen energiezerstreuenden Effekte ein.
4. Es wird eine untere Grenze für die Zahl der supraleitenden Elektronen angegeben.

Das für die Messungen notwendige Helium wurde von Herrn Technischen Oberinspektor Giloi verflüssigt, die feinmechanischen Arbeiten sind von Herrn Technischen Sekretär M. Schulze ausgeführt.

1) Dabei ist, wie oben angenommen, pro Atom ein supraleitendes Elektron zu rechnen. Ist die Zahl der supraleitenden Elektronen kleiner, so erhöht sich die gesamte kinetische Energie der Elektronen um den gleichen Faktor und würde schließlich, falls nur jedes 10^6. Atom ein Elektron abspaltet, neben der elektrodynamischen Energie des Ringes noch bemerkbar sein. Es wurde jedoch nichts Derartiges gefunden (vgl. unter II, 3).

Berlin-Charlottenburg, im Juni 1936.

(Eingegangen 12. Juni 1936.)

Über die innere Reibung fester Körper; Absorptionsfrequenzen von Metallen im akustischen Gebiet.

Von K. Bennewitz und H. Rötger.

Einleitung.

Die Erscheinung der inneren Reibung fester Körper hat man bereits vor langem[1]) dadurch zu verstehen gesucht, daß man sich den mehr oder weniger homogenen Körper als ein elastisches Gerüst vorstellte, in das eine plastische Substanz eingebettet ist. Ein solches System hat R. Becker[2]) seiner Theorie zugrunde gelegt und damit zeigen können, daß die „Erinnerungsfunktion" Boltzmanns für die elastische Nachwirkung eine unmittelbare Folge ist. Auch das logarithmische Dekrement eines gedämpft-elastischen Körpers wurde von ihm so berechnet, und zwar als Funktion der Frequenz; aber gerade hierbei fiel es uns auf, daß das Resultat in merkwürdigem Widerspruch zum bildmäßig zu erwartenden Verhalten steht. Während nämlich letzteres sowohl für $\nu \to \infty$, wie für $\nu \to 0$ auf ein Verschwinden des Dekrements schließen läßt, führt die genannte Theorie für $\nu \to 0$ zu einem asymptotisch erreichten Maximalwert desselben. Wir haben deshalb den Fall einer periodischen Bewegung auf gänzlich anderem Wege streng abgeleitet und kommen in Gegensatz zu R. Becker zu dem erwarteten Verhalten. Worin dieser Unterschied begründet ist, konnte nicht ermittelt werden; vielleicht beruht er auf gewissen Zusatzannahmen, zu denen R. Becker bei seiner quellenmäßigen Darstellung aus mathematischen Gründen gezwungen war. An diese neue Form der Theorie schließen wir unsere Versuche, die offenbar eine weitgehende Bestätigung derselben liefern.

A. Theorie.

Wir bemerken zuerst, daß zur Beschreibung der inneren Reibung nur irreversible Vorgänge herangezogen werden können. Solche lassen sich in der kinetischen Theorie durch den „Transport einer Größe G" darstellen, wo G den Impuls, die Energie, die Masse oder ähnliches bezeichnen kann; bei Gasen ist G bekanntlich der Impuls, der bei festen Körpern ausscheidet. Im Sinne der eingangs erwähnten Auffassung ist G die Masse und der Transport die Diffusion; ob es sich dabei um interkristalline „Zwischensubstanz", Fremdstoffe oder Fehlstellen handelt, die da diffundieren, soll ganz offen bleiben. Weiter

1) z. B. Wartenberg, Verhandlung d. Dtsch. Phys. Ges. **20**, 113, 1918.
2) R. Becker, Zeitschr. f. Phys. **33**, 185, 1925.

käme auch Energietransport, also Wärmeleitung in Betracht. Um ganz allgemein vorzugehen, betrachten wir die Größe G als eine solche, die sich in spannungsfreiem Zustande im Gleichgewicht befindet, bei Deformation jedoch einen Gradienten besitzt, den wir ΔG nennen wollen.

Dieser Gradient erzeuge eine Reibungskraft K_r, die wir setzen dürfen:

$$K_r = \beta \cdot \Delta G. \tag{1}$$

Denken wir uns nun erstens zur Zeit t eine Deformation dy (zeitlos) wirkend, so wird sich ΔG ändern nach:

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial y}\right)_t = \delta \ (= \text{const}); \tag{2}$$

denken wir uns zweitens bei währender Deformation y eine Zeit dt verstreichend, so wird sich ΔG auszugleichen suchen nach:

$$\left(\frac{\partial \Delta G}{\partial t}\right)_y = -\gamma \cdot \Delta G \tag{3}$$

(γ z. B. Diffusionskoeffizient).

Mit diesen drei Grundlagen ist alles gegeben; wir erhalten die Bewegungsgleichung für einen Schwingungsvorgang mit Gleichung (1):

$$m\ddot{y} = -\alpha y - \beta \Delta G. \tag{4}$$

Hierin ist $\frac{\alpha}{m}$ die Direktionskraft des rein elastischen Anteils (des „Gerüstes").

Differentiation nach t ergibt:

$$m\dddot{y} = -\alpha \dot{y} - \beta \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial t}\right)_y - \beta \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial y}\right)_t \cdot \dot{y};$$

mit Gleichung (2) und (3) folgt:

$$m\dddot{y} = -\alpha \dot{y} + \beta \gamma \Delta G - \beta \delta \dot{y}.$$

Ersetzt man das vorletzte Glied durch Gleichung (4), so ergibt sich:

$$m\dddot{y} = -\alpha \dot{y} - \gamma m \ddot{y} - \alpha \gamma y - \beta \delta \dot{y};$$

oder geordnet:

$$\dddot{y} + \gamma \ddot{y} + \frac{\alpha}{m}\left(1 + \frac{\beta \delta}{\alpha}\right)\dot{y} + \frac{\alpha}{m}\gamma \cdot y = 0, \tag{5}$$

und G ist herausgefallen.

Denkt man sich hierin die „Diffusion" unterdrückt, also $\gamma = 0$ gesetzt, so ist leicht ersichtlich, daß jetzt neben der rein elastischen Direktionskraft $\frac{\alpha}{m}$ auftritt: $\frac{\beta \delta}{m}$, d. h. eine durch die Anwesenheit der Größe G hervorgerufene zusätzliche Direktionskraft. Da nun α proportional dem reinen Elastizitätsmodul E ist, so kann man $\beta\delta$ als proportional einem zusätzlichen Elastizitätsmodul ε deuten, so daß gilt $\frac{\beta\delta}{\alpha} = \frac{\varepsilon}{E}$. Weiter ist $\frac{\alpha}{m} = \omega_0^2$, wenn $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$ die ungedämpfte Kreisfrequenz bedeutet. Damit wird Gleichung (5) schließlich:

$$\dddot{y} + \gamma \ddot{y} + \omega_0^2\left(1 + \frac{\varepsilon}{E}\right)\dot{y} + \omega_0^2 \cdot \gamma \cdot y = 0. \tag{6}$$

Diese homogene Gleichung dritter Ordnung läßt sich in bekannter Weise durch eine charakteristische Gleichung dritten Grades für y streng lösen, die man durch den Ansatz $y = \text{const} \cdot e^{\lambda t}$ gewinnt. Als allgemeine Lösung von Gleichung (6) folgt für periodische Bewegung:

$$y = Ae^{\left(u+v-\frac{\gamma}{3}\right)t} + Be^{-\left|\frac{1}{2}(u+v)+\frac{\gamma}{3}\right|t}\cos\left[\frac{\sqrt{3}}{2}(u-v)t + \varphi\right]. \tag{7}$$

Hierin bedeutet:

$$\left.\begin{aligned} u, v &= \left[\frac{q}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3}\right]^{1/3}, \\ p &= \omega_0^2\left(1 + \frac{\varepsilon}{E}\right) - \frac{\gamma^2}{3}, \\ q &= -\omega_0^2\gamma + \frac{\omega_0^2\gamma}{3}\left(1 + \frac{\varepsilon}{E}\right) - \frac{2}{27}\gamma^3; \end{aligned}\right| \tag{8}$$

Die Gleichung (6) umfaßt auch plastische Vorgänge, auf die wir hier nicht eingehen wollen. Für den festen Stoff liegt es nahe, $\frac{\varepsilon}{E} \ll 1$ zu setzen; das bedeutet, daß die reine Elastizität die zusätzliche überwiegt. Vernachlässigt man nun in Gleichung (8) die zweiten und höheren Potenzen von $\frac{\varepsilon}{E}$, so läßt sich der ganze Ausdruck erheblich vereinfachen. Wir übergehen die etwas umständliche Rechnung und erhalten, im übrigen streng:

$$\left.\begin{aligned} y &= Ae^{-\gamma(1-2D)t} + Be^{-\gamma Dt}\cos\omega_0[(1+D)t+\varphi], \\ \text{wo} \quad D &= \frac{1}{2\left[1+\left(\frac{\gamma}{\omega_0}\right)^2\right]} \cdot \frac{\varepsilon}{E}. \end{aligned}\right| \tag{9}$$

Das erste Glied (Einschwingvorgang) erlischt viel schneller als das zweite; wir dürfen es unterdrücken.

Die wahre Frequenz Ω wird danach:

$$\Omega = \omega_0 (1 + D); \tag{10}$$

gleichgültig, welche Werte nun γ oder ω_0 annehmen, wird wegen $\frac{\varepsilon}{E} \ll 1$ die wahre Frequenz Ω immer sehr nahe gleich der rein elastischen Frequenz ω_0, so daß wir mit guter Näherung ω_0 durch die beobachtete Größe Ω ersetzen dürfen.

Das logarithmische Dekrement λ hängt nun mit dem Koeffizienten des Dämpfungsgliedes so zusammen (M = Modul):

$$\left.\begin{aligned} \lambda &= \frac{2\pi}{M\Omega} \cdot \gamma \cdot D = \frac{\pi}{M} \cdot \frac{\varepsilon}{E} \cdot \frac{1}{\frac{\Omega}{\gamma} + \frac{\gamma}{\Omega}} \\ &= \frac{\pi}{M \cdot E} \cdot \frac{\varepsilon}{\frac{\tau}{T} + \frac{T}{\tau}} = \frac{\pi}{2ME} \cdot \frac{\varepsilon}{\mathfrak{Cof}\left(\ln \frac{T}{\tau}\right)}, \end{aligned}\right| \tag{11}$$

wo T die Schwingungsdauer, $\tau = \frac{2\pi}{\gamma}$ die „Relaxationszeit"[1] ist. Für wachsende Frequenz Ω erreicht λ ein Maximum, wenn $\Omega = \gamma$ wird, nämlich:

$$\lambda_{\max} = \frac{\pi}{2M} \cdot \frac{\varepsilon}{E} \quad \text{für} \quad \Omega = \gamma; \quad T = \tau. \tag{12}$$

Damit läßt sich Gleichung (11) schreiben:

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\max}} = \frac{2}{\frac{\tau}{T} + \frac{T}{\tau}} = \frac{1}{\mathfrak{Cof}\left(\ln \frac{\tau}{T}\right)} = \frac{1}{\mathfrak{Cof}\left(M \lg \frac{T}{\tau}\right)}. \tag{13}$$

Trägt man also $\frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$ als Funktion von $\lg \frac{T}{\tau}$ auf, so erhält man die universelle Form (Fig. 1), die ein ausgesprochenes Maximum aufweist.

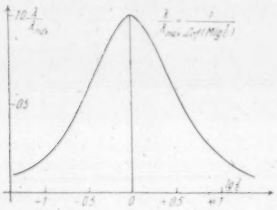


Fig. 1. Reduzierte Dispersionskurve der Dämpfung bei Vorhandensein nur einer Relaxationszeit (Theorie).

Der andere Fall, $\frac{\varepsilon}{E} \to \infty$, führt zu einem wesentlich verschiedenen Ergebnis. Er entspricht der Vorstellung, daß überhaupt kein „festes elastisches Gerüst" existiert, daß vielmehr jedes vorhandene Molekül gelegentlich am Fließvorgang teilnehmen kann. Wir nähern uns damit dem Begriff der Flüssigkeit (des amorphen Zustandes). Man setzt dafür in Gleichung (5) $\varkappa = 0$ und erhält nach sehr einfacher Rechnung für das Dekrement:

$$\lambda = \frac{\pi}{M\tau} \cdot T; \tag{14}$$

also würde λ mit zunehmender Schwingungsdauer T unbegrenzt wachsen. Auf dieses sehr merkwürdige Verhalten soll erst in einer späteren Arbeit eingegangen werden; bei den von uns behandelten Fällen fester Körper liegt es nicht vor.

Bisher wurde angenommen, daß im ganzen Körper nur eine überall gleiche Größe τ existiert. Es ist aber durchaus denkbar, daß Störungsstellen mit verschiedenen „Relaxationszeiten" τ auftreten. In diesem Falle hätten wir eine Überlagerung der λ[1]). Am übersichtlichsten werden die Verhältnisse, wenn wir uns λ als Funktion von $\ln T$ aufgetragen und in Gleichung (11) $\ln T = x$ und $\ln \tau = \xi$ gesetzt denken. Es folgt dann

$$\left.\begin{aligned} \lambda &= \frac{\pi}{ME} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\varepsilon}{e^{x-\xi} + e^{\xi - x}} \\ &= \frac{\pi}{2ME} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\varepsilon}{\mathfrak{Cof}(x - \xi)}. \end{aligned}\right| \tag{15}$$

ε ist nunmehr eine Funktion von τ bzw. ξ geworden; und wir können ansetzen: $d\varepsilon = \varphi(\xi)\, d\xi$ wo $\varphi(\xi)$ eben diese Verteilungsfunktion bezeichnet. Man erhält

$$\lambda(x) = \frac{\pi}{2ME} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varphi(\xi)\, d\xi}{\mathfrak{Cof}(x - \xi)}. \tag{16}$$

Mit dieser Integralgleichung läßt sich die Funktion $\varphi(\xi)$ aus der experimentell gefundenen Kurve λ als Funktion von x bzw. $\ln T$ ermitteln.

Handelt es sich nur um das Auftreten einiger weniger diskreter τ_i, so geht Gleichung (16) über in die Form

$$\lambda(x) = \frac{\pi}{2ME} \cdot \sum_i \frac{\varepsilon_i}{\mathfrak{Cof}(x - \xi_i)}; \tag{17}$$

ein Fall, der praktisch von Bedeutung zu sein scheint. Im Rahmen dieser Näherung ist das hier auftretende E (der reine Elastizitätsmodul) annähernd gleich dem gemessenen E.

[1]) Diese Definition unterscheidet sich von der üblichen um den Faktor 2π.

[1]) Additivität der λ ist erlaubt nur dann, wenn $\Sigma\lambda \ll \frac{1}{2M}$ ist, was unter der hier verwandten Beschränkung $\frac{\varepsilon}{E} \ll 1$ erfüllt ist.

Die Einfachheit der Beziehung (11) und ihre Verwandtschaft mit Gleichungen, die auf ganz anderen Gebieten gewonnen wurden (Dipole, dissoziierende Gase), lassen vermuten, daß der von uns verfolgte Gedankengang bei der Ableitung der Gleichung eine viel umfassendere Bedeutung besitzt. Offenbar haben wir einen bisher noch nicht behandelten Schwingungstypus vor uns, der in der Natur eine größere Rolle spielt.

Dies war der Grund, daß wir uns gar nicht auf eine Spezialisierung der Größe G eingelassen haben. Trotzdem entsteht die Frage, ob es sich in unserem Falle um Diffusion, Wärmeleitung oder anderes handelt. Wenn wir auch zur ersten Auffassung neigen, wäre ein strenger Nachweis darüber erst zu erbringen, was hier noch nicht geschieht. Vielmehr soll im folgenden zunächst die Berechtigung des allgemeinen Ansatzes experimentell geprüft werden.

B. Prüfung der Theorie im Frequenzbereich von 0,5—500 Hertz.

I. Meßprinzip.

Die experimentelle Bestimmung des Dekrements kann auf verschiedene Weisen geschehen, deren jede theoretisch über das ganze Frequenzgebiet anwendbar ist; in der Praxis jedoch wird man für gegebene Gebiete bestimmte Methoden bevorzugen. Der von uns gemessene Bereich erstreckte sich von 0,5—500 Hertz. Für das Gebiet von 0,5—70 Hertz verwandten wir die Abklingung der freien Schwingung, für den Bereich von 35 bis 500 Hertz das Verfahren der Resonanzbreite. Beide überschneiden sich in dem Gebiet von 35—70 Hertz, so daß hier eine Kontrolle möglich war, die zum Nachweis der Gleichwertigkeit beider führte.

Die Änderung der Frequenz kann durch Änderung von Länge und Masse geschehen; sie kommen beide in Betracht, wenn man ein möglichst großes Frequenzgebiet umfassen will. Eine Änderung des Querschnitts wurde unterlassen, da sie im allgemeinen verschieden vorbearbeitetes Material voraussetzt, was natürlich nicht zulässig ist.

II. Meßverfahren.

a) Niedere Frequenzen (0,5—4 Hertz).

Als Einspannvorrichtung diente erstens die früher beschriebene Apparatur[1]), die den zu untersuchenden Stab als Horizontalpendel eingespannt trägt, mit der Abänderung, daß als träge Masse am Ende an Stelle der Kugel ein Rotationsellipsoid verwandt wurde, um die Luftdämpfung herabzusetzen. Diese Masse wurde wie früher von einem Faden getragen, der jedoch nicht am oberen Arm des Apparates, sondern in 2,80 m Höhe an der Zimmerwand befestigt wurde. Das geschah deshalb, weil sich herausgestellt hatte, daß bei kurzem Faden immer noch Gravitationskräfte auftraten, die sich aus der Verkürzung infolge der Durchbiegung und demzufolge aus einer nicht völlig horizontalen Bewegung des Pendels erklären.

Zur Beobachtung der Schwingungen befand sich am Ende des Stabes (Drahtes) an der Masse ein angekitteter dünner Glaszeiger, der bei geeigneter Beleuchtung einen scharfen Lichtstreifen auf der Okularteilung im Mikroskop hervorrief. Benutzt wurde bei diesen Versuchen eine Vergrößerung 1 : 30.

Wir verzichteten auf eine photographische Reproduktion der Schwingungen, weil im Rahmen dieser Arbeit kein Bedürfnis vorlag. Da nämlich das Studium der zahlreichen Einflüsse sehr viel Versuche mit geeigneter Variation notwendig machte, hätte zeitraubendes Entwickeln der Aufnahmen mehr geschadet als gefördert; überdies dürfte eine subjektive Beobachtung in vorliegendem Rahmen weniger Fehlerquellen ausgesetzt sein.

Um reproduzierbare Verhältnisse zu bekommen, wurde die Auslösung der Schwingungen elektromagnetisch betrieben; und zwar geschah dies durch ein mit Blumendraht gefülltes Messingrohr, welches in einer Induktionsspule verschiebbar ist. Mit diesem wurde der zu untersuchende Stab mechanisch so weit seitlich deformiert, bis die gewünschte (kleine!) Ausgangsamplitude erreicht war. Die Auslösung konnte dann erschütterungsfrei durch Einschalten des Induktionsstromes erfolgen.

Die Frequenz konnte bei diesen langsamen Schwingungen einfach durch Abstoppen ermittelt werden. Durch Verwendung einer Zweizeigerstoppuhr ließ sich die Änderung des Dekrements mit der Amplitude während einer einzigen Abklingung verfolgen.

b) Mittlere Frequenzen (4—70 Hertz).

Für diese wurde das Gewicht entfernt, wodurch der Aufhängungsfaden überflüssig wurde. Da sich späterhin Vakuummessungen als notwendig erwiesen, wurde eine zweite Einspannvorrichtung hergestellt. Sie bestand aus einem massiven Stahlzylinder von 10 cm Durchmesser und 10 cm Länge, der auf einer schweren Grundplatte verschraubt ist. Die Gesamtmasse beträgt etwa 15 kg, war also schwerer und gedrungener als der frühere Apparat, was wegen des gefährlichen Auftretens von Eigenfrequenzen und Energievernichtung an falscher Stelle wünschenswert erschien. Die Stirnseite trug die Spannvorrichtung. Sie bestand aus einem Halbzylinder,

1) Bennewitz, Physik. Zeitschr. **25**, 423, 1924.

auf dem der Stab mittels einer Stahlplatte festgeklemmt war. (Ursprünglich war Bohrfuttereinspannung vorgesehen. Vorversuche an der Drehbank zeigten aber eindeutig, daß hier – im Gegensatz zu der oben beschriebenen Einspannung – wegen der Unsymmetrie Lissajous-Schwingungen unvermeidlich waren.) Der Stahlblock war in der Längsrichtung durchbohrt, so daß eine Veränderung der Frequenz einfach durch Verschiebung des Stabes bewirkt werden konnte.

Auch in diesem Bereich wurde das Dekrement aus Halbwertszeiten ermittelt. Die Frequenz wurde stroboskopisch gemessen. Durch Verwendung eines guten Grammophonmotors, dessen Spielplatte durch eine Schlitzscheibe ersetzt war, wurde die Bedingung der Frequenzkonstanz hinreichend erfüllt.

Für Messungen im Vakuum diente die Stirnseite des Einspannblockes als Flansch für eine Kappe, die ein 28 cm langes angeschliffenes Vierkantglasrohr der Firma Schott trug und durch einen Gummiring abgedichtet wurde. Auf der anderen Seite des Blockes war ein Rohrstutzen angesetzt, der durch einen Tombakschlauch zur Quecksilberpumpe führte. Das Vakuum wurde bis zur Entladungsfreiheit getrieben. Statt des Glaszeigers wurde jetzt direkt eine scharfe Kante des Stabes beleuchtet. Zur elektromagnetischen Fernerregung waren am Ende des Stabes einige Windungen Blumendraht nötig.

c) Hohe Frequenzen (35–500 Hertz).

Wegen der bekannten guten Frequenzkonstanz und der einfachen Bedienung bei der Aufnahme der Resonanzkurve benutzten wir einen Röhrensender in gewöhnlicher Schaltung. Zur Erzielung der nötigen Stromstärke schalteten wir zwei Telefunkenröhren RE 134 parallel, da so die Sinusform besser erfüllt war als bei Verwendung eines Dreiröhrenverstärkers, was mit einem Schleifenoszillographen festgestellt wurde. Die Heizspannung betrug 4 Volt; als Anodenspannungsquelle diente eine 100-Volt-Pertrix-Batterie. Die Selbstinduktion bestand aus drei 10 cm breiten, ineinander schiebbaren Pappspulen, die mit etwa 4 kg 0,3 mm und teilweise 0,2 mm starkem Kupferdraht umwickelt waren und deren mittlere Windungsdurchmesser 26,20 und 15 cm betrugen. Auf die äußere Spule wurden einige Lagen 0,5 mm starken Kupferdrahtes gewickelt, die als Stromquelle für den Erregermagneten dienten. Die Selbstinduktion konnte von 0,05–4,5 Henry variiert werden. Die Grobeinstellung der Frequenz geschah durch Stöpselung eines aus Rundfunkkondensatoren zusammengestellten, selbst geeichten Kapazitätssatzes von insgesamt 11 Mikrofarad, dem ein 3-Dekaden-Präzisionskondensator der Firma Hartmann-Braun von 1,110 Mikrofarad zur Ermittlung der Resonanzbreite parallel geschaltet war. Da bei niederen Frequenzen (große Selbstinduktion) die Eigenkapazität der Spule beträchtliche Werte annahm, wurde bei jeder neuen Kombination der Spulen mittels Stimmgabel (bei langsamen Schwingungen durch stroboskopische Bestimmung der Resonanz-Stabfrequenz) die Senderfrequenz als Funktion der äußeren Kapazität ermittelt und nach dem bekannten Riatzschen Verfahren graphisch die Eigenkapazität bestimmt.

Um sicher zu sein, daß die Eigenfrequenz des Kreises: Anzapfspule – Erregermagnet keinen störenden Einfluß bei der Aufnahme der Verstimmungskurven ausübt, wurde die Stromresonanzkurve dieses Kreises aufgenommen. Es zeigte sich, daß seine Dämpfung fast 1000mal so groß ist als die des Materials, also keine meßbare Verzerrung bewirkt. Die Stabfrequenz wurde aus der Resonanzkapazität nach der Thomsonschen Formel berechnet

$$\nu = \frac{10^3}{\sqrt{4\pi^2 C \cdot L}};$$

C in Mikrofarad; L in Henry.

Zur Berechnung des Dekrements werden in der bei elektrischen Schwingungskreisen üblichen Bjerknesschen Gleichung die Stromamplituden durch die Stabausschläge (b_r und b) ersetzt; ferner tritt der Modul $M = 2{,}303$ auf. In Fig. 2

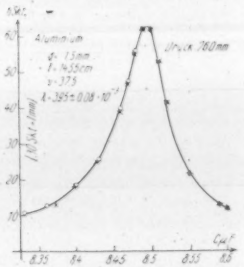


Fig. 2. Resonanzkurve für steigende und fallende Frequenzen.

ist eine vollständige Resonanzkurve für steigende und fallende Kapazitäten wiedergegeben, die praktisch Unabhängigkeit von der Richtung ergibt. Man erhält für das dekadische logarithmische Dekrement $\lambda = \frac{\pi}{2M} \cdot \frac{C'' - C'}{C_r \sqrt{\left(\frac{br}{b}\right)^2 - 1}}$.

Beschränkt man sich auf die ungenauere, aber

hinreichende Bestimmung der zu den Halbierungsamplituden gehörenden Kapazitäten C_2 und C_1, so geht die Formel über in $\lambda = 0{,}393 \cdot \frac{C_2 - C_1}{C_r}$. Die Mikroskopvergrößerung in diesem Bereich betrug 1 : 100.

III. Versuchsergebnisse für Korrekturgrößen.

a) Erreichung des stationären Grenzwertes des Dekrements.

1. Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude.

Das logarithmische Dekrement ist abhängig vom Deformationsgrad und nähert sich von Stoff zu Stoff verschieden mit kleiner werdenden Amplituden einem endlichen Grenzwert. In Fig. 3 sind die Amplitudenabhängigkeitskurven für vier verschiedene Metalle bei annähernd gleicher Schwingungsdauer und einer Länge von etwa 23 cm zusammengestellt. Kupfer zeigt trotz des geringen Querschnittes ($d = 0{,}9$ mm) schon bei dieser großen Stablänge, also geringen Deformationen, eine sehr starke Abhängigkeit, die die Extrapolation erschwert; bei Silber ist die Änderung des Dekrements mit der Amplitude ebenfalls beträchtlich, bei Messing gering; und bei Aluminium erhält man trotz des größeren Querschnittes ($d = 1{,}5$ mm) praktisch völlige Konstanz.

Da zur Erzielung höherer Eigenfrequenzen die Stablänge verkürzt werden mußte, so entspricht bei einer kürzeren Länge dem gleichen Ausschlag im Mikroskop eine größere Deformation. Eine einfache Rechnung zeigt, daß bei

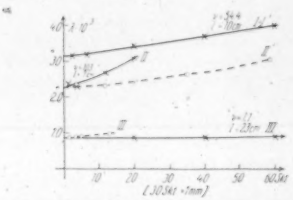


Fig. 4. Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude bei verschiedenen Frequenzen (Messing, $d = 1{,}25$ mm). Gestrichelte Kurven reduziert auf gleiche Kraftbeanspruchung wie I.

gleicher deformierender Kraft sich — für konstanten Querschnitt — die Amplituden verhalten wie die dritten Potenzen der Stablängen. Ändert man den Maßstab in diesem Verhältnis, so erhält man etwa gleiche Amplitudenabhängigkeitskurven (Fig. 4).

2. Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Amplitude.

Bei erzwungenen Schwingungen wurde eine nicht unerhebliche (bis 1 Proz.) Änderung der Resonanzfrequenz mit der Amplitude festgestellt, die sich in einer mit wachsender Amplitude

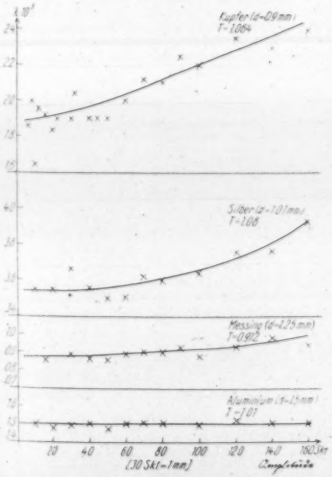


Fig. 3. Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude.

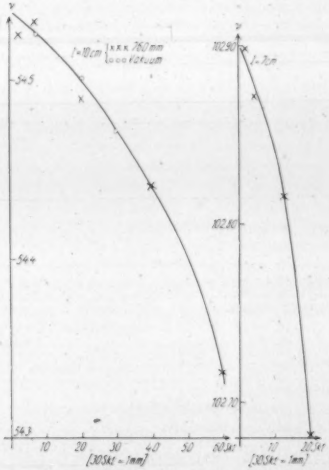


Fig. 5. Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Amplitude.

steigenden Unsymmetrie der Resonanzkurven äußerte. Es wurde in jedem Falle eine Tonvertiefung mit steigender Amplitude beobachtet[1]), die, wie Fig. 5 zeigt, innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig vom Luftdruck, also eine Materialeigenschaft ist. Entsprechend der oben erwähnten verschiedenen Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude war die Tonvertiefung mit steigender Amplitude für gleiche Eigenfrequenzen bei Aluminium und Messing klein (etwa 0,2 Proz.), bei Silber und Kupfer groß (etwa 1 Proz.). Das analoge Verhalten von Dekrement und Tonhöhe (Erreichung eines Grenzwertes) legt den Gedanken nahe, in der mit der Verkleinerung der Resonanzamplituden verknüpften Zunahme der Symmetrie der Resonanzkurven ein Maß für die Erreichung des Grenzdekrements zu erblicken.

3. Abhängigkeit des Dekrements von der Vorgeschichte.

Zu der Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude kommt noch eine Änderung des Dekrements mit der Zeit. Es ist bekannt[2]), daß ein vorher stark mechanisch beanspruchtes Material anfänglich eine erheblich höhere Dämpfung zeigt, die im Laufe von etwa einem Tag wieder auf den Normalwert heruntergeht. Darüber lagert sich jedoch noch eine weitere Störung, die durch den Meßvorgang selbst hervorgerufen wird. Mißt man nämlich nach längerer Ruhepause (etwa einem Tag) das Dekrement unter Vermeidung einer überflüssigen Beanspruchung mit kleinen Amplituden, so zeigt dieser erste Wert ein kleineres Dekrement (bei Aluminium bis 15 Proz., Kupfer bis 5 Proz., Silber bis 4 Proz.), das sich nun bei mehrfacher Wiederholung der Messung allmählich wieder vergrößert und dann stationär wird. Dieser letztere Wert kann in derselben Weise jederzeit reproduziert werden. Wir führen natürlich diese Beobachtung auf eine in der Ruhezeit eingetretene Rekristallisation zurück, die durch den Meßvorgang in gewissem Maße gestört wird.

Indessen ist dieser Vorgang noch komplexer. Unterwirft man den Stab einer lang andauernden geringen Erschütterung (etwa durch Wagnerschen Hammer), so verschiebt sich sowohl der Initialwert wie der stationäre Wert des Dekrements zu kleineren Größen. Offenbar ist Erschütterung nicht nur die Ursache einer momentanen Störung der Rekristallisation, sondern sie vermag bei längerem Währen die Rekristallisation zu fördern.

1) Dieses Resultat stimmt überein mit der von Hartmann-Kämpff gefundenen Tonvertiefung, Ann. d. Phys. **13**, 160, 1904.

2) Bennewitz, Physik. Zeitschr. **25**, 427, 1924.

Dieser Vorgang ist in der Technik nicht unbekannt (Vergütung); für uns handelte es sich darum, die Größe der hierdurch bewirkten Effekte kennenzulernen. Für das folgende brauchte sie infolge ihrer Kleinheit nicht in Rechnung gestellt zu werden. Es wurde jedoch darauf geachtet, daß das Material sich in übereinstimmenden Zuständen befand.

Bei erzwungenen Schwingungen hat man es nur mit dem stationären Zustand zu tun. Außerdem beträgt der mögliche Meßfehler besonders bei hohen Frequenzen (kurzen Stablängen) mehrere Prozent, so daß hier die Verfestigungseffekte innerhalb der Fehlergrenze liegen.

b) Lufteinfluß.

1. Niedere Frequenzen.

Theoretische Ableitung der Korrektion.

Bei schwingendem Ellipsoid ergibt eine grobe Berechnung der Reynoldsschen Zahl[1]) für die maximal auftretenden Geschwindigkeiten so kleine Werte, daß in erster Näherung noch das Stokessche Gesetz gilt. Setzt man also die Reibungskraft proportional der Geschwindigkeit, so folgt aus der Differentialgleichung $m\ddot{y} = -ay - b\dot{y}$ für den Dämpfungsexponenten $D = \frac{b}{2m}$; und mit $D = \frac{M\lambda}{T}$ (M = Modul 2,303; T = Schwingungsdauer) ergibt sich für das Luftdekrement, das von dem gemessenen Dekrement in Abzug zu bringen ist: $\lambda_{\text{Luft}} = \frac{b}{2mM} \cdot T$, also Proportionalität mit der Schwingungsdauer und umgekehrt proportionales Verhalten mit der schwingenden Masse.

Experimentelle Bestimmung der Korrektion.

Die Konstante $\frac{b}{2M}$ wurde am Horizontalpendel ermittelt, bei dem der elastische Draht durch einen starren Stab mit Spitze und Achatlager ersetzt war. Die Frequenz wurde durch Neigung variiert. Als Mittelwert für die Konstante ergab sich $16 \cdot 10^{-3}$.

Zur Prüfung der Formel wurde am elastischen Pendel unter Konstanthalten der Schwingungsdauer die Masse variiert bei Einhaltung der äußeren Form ($m_1 = 51$ g; $m_2 = 75$ g). Es ergab sich, daß Einsetzen der Masse in obige Formel immer zu übereinstimmendem Dekrement des Materials führte. Eine Prüfung auf die T-Abhängigkeit konnte hier nicht ausgeführt werden.

Die Korrektion wird bei großem T (1 sec) nicht unbeträchtlich (etwa $0{,}3 \cdot 10^{-3}$ für $m = 51$ g).

1) Handb. d. Phys. VII, 168, 1927.

Daß aber durch diese Korrektion nicht etwa erst die Veränderlichkeit des Materialdekrements mit der Frequenz hineingetragen wird, geht aus der Unterschiedlichkeit der Dekrementskurven für verschiedene Materialien deutlich hervor, wie Fig. 9 zeigt.

2. Mittlere und hohe Frequenzen.

Bei den an einfachen Stäben angestellten Vakuumversuchen ergab sich folgendes:

Die Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude wird durch die Evakuation nur wenig beeinflußt (Fig. 6); das bedeutet, daß in den untersuchten Fällen kein ausgesprochenes v^2-Gesetz für die Luftwiderstandskraft vorliegt.

Die Dekrementsluftdruckkurve weist in der Gegend von etwa 1 mm einen deutlichen Knick auf, der auf die hier beginnende Abhängigkeit der inneren Reibung der Luft vom Druck zurückzuführen ist. Bei strenger Gültigkeit des Stokesschen Gesetzes sollte λ in dem Gebiet der Konstanz der inneren Reibung ebenfalls unabhängig vom Druck sein. Dies ist nicht der Fall, wie aus folgender Tabelle hervorgeht.

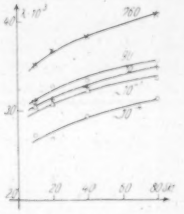


Fig. 6. Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude bei verschiedenen Drucken (in mm *Hg*).

Tabelle zur Abhängigkeit des λ vom Luftdruck.

Luftdruck (mm *Hg*)	760	93	37	20	7,5	$\sim 10^{-1}$	$\sim 10^{-4}$
Mittlere Halbwertzeit (20—10 Skt.)	12,5	17,8	18,6	19	19,5	21	46
Dekrement ($\lambda \cdot 10^3$)	3,14	2,21	2,11	2,07	2,01	1,89	0,85

(Gemessen an Stahl, $d = 0{,}61$ mm; $l = 23{,}9$ cm; $T = 0{,}131$ sec).

Zum Vergleich mit dem für die Veränderlichkeit des Dekrements mit der Frequenz in reibenden Flüssigkeiten geltenden Gesetz[1] λ prop. $\frac{1}{\sqrt{\nu}}$, d. h. prop. $T^{0,5}$ ist in Fig. 7 das reine Luftdekrement bei drei verschiedenen Materialien aufgetragen als Funktion von $T^{0,5}$. Man erhält keine Geraden. Die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung in Luft ist also komplizierter als die in Flüssigkeiten; und zwar bekommt man etwa Proportionalität mit $T^{0,62}$, wie aus der Neigung der Geraden in Fig. 8 folgt, in der $-\lg \lambda_{\text{Luft}}$ als Funktion von $-\lg T$ dargestellt ist. Die Abweichung bei Kupfer ($T^{0,72}$) beruht wahrschein-

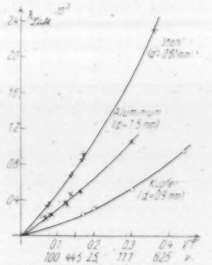


Fig. 7. Abhängigkeit des Luftdekrements von der Frequenz.

Menge Blumendraht angelötet war, deren Masse bei Verkürzung der Länge (Verringerung von T) einen immer wachsenden Prozentsatz der Gesamtmasse einnimmt. Dadurch wird das bei gewöhnlichen Stäben einfache Verhältnis der reibenden Oberfläche zur schwingenden Masse in der Weise beeinflußt, daß das Luftdekrement mit fallender Schwingungsdauer beschleunigt abnimmt.

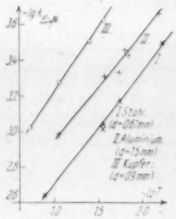


Fig. 8. Desgleichen logarithmisch aufgetragen.

Abhängigkeit des Luftdekrements vom Stabdurchmesser (Amplitude etwa 20 Skt.).

Stoff		d	$\lambda_{Luft} \cdot 10^3$	$\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$	$\frac{d_2}{d_1}$	$\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2$
Stahl ($T = 0{,}113$)	1.	0,61	2,1	2,39	1,64	2,69
	2.	1,0	0,88			
Kupfer ($T = 0{,}09$)	1.	0,9	0,53	1,9	1,56	2,41
	2.	1,4	0,28			

[1] H. Martin, Ann. d. Phys. **77**, 650, 1925.

Für die Abhängigkeit des Dekrements vom Stabquerschnitt gilt[1]) in Flüssigkeiten die Beziehung λ prop. $\frac{1}{d}$. Aus umstehender Tabelle geht hervor, daß das Luftdekrement sich mit einer höheren Potenz des Durchmesserverhältnisses ändert (zwischen der ersten und zweiten Potenz). Bei Kupfer ist der Einfluß des Durchmessers nicht so ausgeprägt, da hier die nicht unbeträchtliche Eisendrahtmasse des dünneren Stabes das Luftdekrement herabsetzt, während sie bei dem dickeren praktisch belanglos ist.

Obige Betrachtungen sind angestellt worden, um einen Überblick über den Einfluß der verschiedenen Variablen auf das Luftdekrement zu gewinnen und gegebenenfalls aus dem in Luft gemessenen λ direkt das Materialdekrement zu ermitteln.

IV. Versuchsergebnisse für die korrigierte Dämpfung und Vergleich mit der Theorie.

In Fig. 9 sind die reinen Materialdekremente in Abhängigkeit von der Schwingungsdauer zusammengestellt, und zwar ist hier — um den großen Frequenzbereich von vier Zehnerpotenzen übersehen zu können — λ als Funktion von lg T aufgetragen.

Allgemein läßt sich sagen, daß λ bei sämtlichen untersuchten Materialien keine Konstante ist, sondern von der Frequenz stark abhängt.

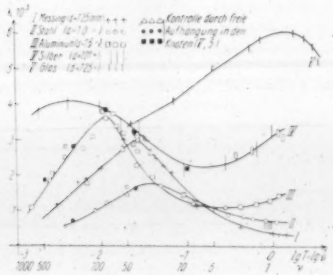


Fig. 9. Zusammenstellung der gefundenen reinen Materialdekremente in Abhängigkeit von der Schwingungsdauer.

Messing (I) und Aluminium (III) zeigen ein scharf ausgeprägtes Maximum mit je einem ganz bestimmten τ. Bei Aluminium scheint der Anstieg bei großen T auf ein zweites Maximum hinzudeuten.

Stahl (II) zeigt ebenfalls ein Maximum, dessen Breite jedoch größer ist und gemäß Gleichung (16) der Theorie auf eine τ-Bande schließen läßt.

Bei Silber (IV), dessen Werte weniger reproduzierbar waren, erkennt man trotzdem deutlich zwei Maxima; wieder im Sinne ziemlich breiter τ-Banden.

Für Kupfer, das wegen mangelnder Reproduzierbarkeit nicht eingezeichnet wurde, scheint ebenfalls je ein Maximum in der Gegend von $T = 0{,}25$ und $T = 0{,}08$ zu liegen.

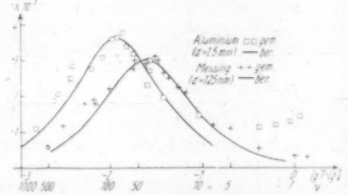


Fig. 10. Vergleichung der gefundenen Materialdekremente mit der Theorie (Gleichung 13).

Auch bei Glas (V) ergab sich[1]) eine starke Änderung des Dekrements mit der Schwingungsdauer; und zwar ist das Absorptionsgebiet sehr breit.

Zur Prüfung der Theorie ist in Fig. 10 für Messing und Aluminium je eine elementare Funktion [Gleichung (11)] eingezeichnet, die für Messing mit den Konstanten $\lambda_{max} = 3 \cdot 10^{-3}$ und $\tau = 0{,}025$; für Aluminium mit $\lambda_{max} = 3{,}6 \cdot 10^{-3}$ und $\tau = 0{,}012$ berechnet wurde. Die gemessenen Werte werden im Bereich der ersten Maxima durch die theoretische Kurve überraschend gut wiedergegeben. Die Abweichung bei Aluminium für große T, die auf eine Bande deutet, wurde theoretisch nicht interpretiert.

V. Mögliche Fehlerquellen und Kontrollen.

a) Einspannung.

Bei ungenügender Einspannung erhält man infolge der an den Backen auftretenden mechanischen Reibung sehr große Dämpfungen, die beim Anziehen der Spannbacken leicht als Fehler erkannt werden können. Bei sorgfältiger Einspannung blieb das Dekrement auch bei Festerziehen der Backen konstant. In dem folgenden Beispiel, das zugleich die allgemeine Berechnung zeigen soll, wurde der Draht vollständig abgenommen und in etwa gleicher Länge wieder neu eingespannt.

1) H. Martin, Ann. d. Phys. **77**, 650, 1925.

1) Wegen der großen Bruchgefahr beim Einspannen dünner Glasstäbe wurde der zu untersuchende Stab an ein stärkeres kurzes Glasstück angeschmolzen.

Beispiel:

Aluminium ($d = 1{,}5$ mm; $l = 14{,}55$ cm; $\nu = 37{,}5$; $p = 760$ mm;
Resonanzamplitude $b_r = 20$ Skt (Vergrößerung 1 : 30);
Grundkapazität $C = 8{,}035$ MF;
Eigenkapazität der Spule $C_0 = 0{,}475$ MF;
Präzisionskapazität (Resonanz) $C_r = \ldots$.

Erste Einspannung: $C_r = 0{,}263$

Halbierungskapazitäten $\left|\begin{matrix} C_2 = 0{,}300 \\ C_1 = 0{,}223 \end{matrix}\right.$

$C_2 - C_1 = 0{,}077$,

$$\lambda = 0{,}393 \cdot \frac{0{,}077}{8{,}573} = 3{,}53 \cdot 10^{-3}$$

Zweite Einspannung: $C_r = 0{,}060$

Halbierungskapazitäten $\left|\begin{matrix} C_2 = 0{,}094 \\ C_1 = 0{,}018 \end{matrix}\right.$

$C_2 - C_1 = 0{,}076$

$$\lambda = 0{,}393 \cdot \frac{0{,}076}{8{,}370} = 3{,}57 \cdot 10^{-3}.$$

Der durch die Einspannung hervorgerufene Fehler blieb unterhalb 5 Proz. der Gesamtdämpfung.

b) Lissajousschwingungen.

Diese treten besonders bei dünnen Drähten auf[1]) und waren hier trotz der symmetrischen Einspannung nicht zu vermeiden. Bei den benutzten dickeren Stäben jedoch ließ sich die Einspannung immer so vornehmen, daß die Schwingungen praktisch nur in der Gesichtsfeldebene erfolgen. Dies wurde an der gleichbleibenden Schärfe des Lichtstreifens sowie an dem gleichmäßigen Abklingen der Schwingungen festgestellt. Hierzu dient folgendes: Die in Fig. 6 dargestellten Amplitudenabhängigkeitskurven sind aus Mittelwerten von je sechs Abklingungen gewonnen, wie folgendes Beispiel zeigt:

Abhängigkeit des Dekrements von der Amplitude.
Spezialstahl ($d = 1$ mm); Druck: $p = 760$ mm.

$$T = \frac{t}{n \cdot z} = \frac{18{,}15}{20 \cdot 8} = 0{,}113,$$

t Abklingzeit.
n Frequenz der stroboskopischen Scheibe.
z Zahl der Schlitze.

Amplituden (Skt.)	Abklingungszeiten (Sekunden)						Mittel	Halbwertszeit	Dekrement $\cdot 10^3$
80	o	o	o	o	o	o	o		
40	8,3	8,1	8,6	8,3	8,2	8,6	8,35	8,35	4,08
20	17,4	17,2	17,4	17,6	17,0	17,1	17,28	8,93	3,82
10	26,6	26,6	26,4	—	26,6	26,7	26,60	9,32	3,66
5	36,5	36,4	36,2	36,1	36,3	36,5	36,34	9,74	3,50

Die trotz der Mittelung noch auftretenden Schwankungen sind nicht Ablesefehler, sondern wohl auf solche nicht völlig eindimensionale Schwingungen zurückzuführen. Auch diese Abweichungen liegen innerhalb der zulässigen Fehlergrenze.

c) Übergang: erzwungene Schwingungen — freie Abklingungen.

Die aus Resonanzkurven ermittelten Dekremente lagen im allgemeinen etwas höher als die bei gleicher Stellung des Erregermagneten aus Halbwertzeiten gewonnenen. Da die Unterschiede in jedem Falle unter 5 Proz. blieben, wurde dieser Effekt nicht weiter verfolgt. Es ist möglich, daß sich hier die Amplitudenabhängigkeit des λ bei der Bestimmung der Halbwertszeit bemerkbar macht.

d) Eigenfrequenz der Einspannvorrichtung.

Die vielleicht wichtigste Frage, ob die gefundenen Maxima nicht einfach Extreme der Energieabwanderung vom Stab in den Stahlblock und von dort zur Vernichtung bedeuten, wurde so nachgeprüft:

Da sich die Energien zueinander umgekehrt verhalten wie die Massen, wird eine große Einspannmasse am wenigsten Energie von dem schwingenden Stab aufnehmen. Deshalb wurde der Stahlblock in eine Fräsbank eingespannt und an einem Messingstab ($d = 1{,}25$ mm) bei $T = 0{,}025$ Halbwertszeiten in Luft beobachtet. Diese ergaben nach Abzug der Luftkorrektion für das Materialdekrement $\lambda = 2{,}81 \cdot 10^{-3}$, was in befriedigender Übereinstimmung mit den in Fig. 9 wiedergegebenen λ ist. Auch durch Aufsetzen von schweren Gewichten auf den Block wurde das Dekrement nicht beeinflußt.

Eine zweite Kontrolle wurde bei langsamen Schwingungen ($T \sim 1$ sec) dadurch vorgenommen, daß das Pendelgestell durch die gedrungene Masse des Stahlblockes ersetzt wurde. In Fig. 9 sind die hierbei erhaltenen Werte für Stahl

1) H. Martin, Ann. d. Phys. **77**, 645, 1925.

($d = 1{,}0$ mm) und Silber ($d = 1{,}01$ mm) in Rechtecken eingetragen. Sie sind gleichzeitig ein Beweis für die Güte der Reproduzierbarkeit.

e) Kontrolle durch freie Aufhängung in den Knoten.

Schließlich wurden die Kurven noch auf eine von den bisherigen Methoden gänzlich verschiedene Weise geprüft. Statt den Stab einseitig einzuklemmen, wurde er in den Schwingungsknoten an Seidenfäden aufgehängt und in der Mitte durch den Sender zu Schwingungen erregt. Die Berechnung des Dekrements ist völlig analog der früheren Methode.

Da die Schwingungen nur in Luft beobachtet wurden, mußten die Dekremente korrigiert werden. Für Saitenschwingungen in Flüssigkeiten ist die Dämpfung bei gleichem Querschnitt allein eine Funktion der Frequenz, also unabhängig von der Länge der Saite[1]). Da in erster Näherung die in Flüssigkeiten geltenden Gesetze auch auf Luft anwendbar sind, wurde von den gefundenen Dekrementen die zu der gleichen Frequenz bei einseitig geklemmten Stäben gehörende Luftdämpfung (s. Fig. 7) abgezogen.

Die Aluminiumkurve ist auf diese Weise bei fünf Frequenzen überprüft worden mit Stäben, die wie die früher benutzten Drähte gerichtet worden waren.

Freie Aufhängung des Stabes in den Knoten.

Aluminium ($d = 1{,}5$ mm).

Länge in cm	Nr. des Tones	Frequenz	Dekrement · 10^3			
			beobachtet	Korrektion (Fig. 7)	korrigiert	einseitig geklemmt (Fig. 9)
83,2	1	9,7	3,4	1,2	2,2	1,3
40,55	1	40,2	3,7	0,5	3,2	2,85
28,0	1	85	4,2	0,35	3,85	3,0
40,55	3	216	3,0	0,2	2,8	2,75
28,0	3	455	1,93	0,14	1,84	1,7

Wenn auch, wie aus obiger Tabelle hervorgeht, die nach dieser Methode gewonnenen λ für Aluminium besonders bei niedrigen Frequenzen zu hoch liegen (ungenügende Luftkorrektion, da bei Aluminium besonders hohe Beträge), so ist trotzdem das Vorhandensein eines Maximums auch auf diese Art bewiesen.

1) H. Martin, Ann. d. Phys. **77**, 650, 1925.

Bei Messing und Stahl stimmen die Kontrollmessungen besser überein, da hier die absoluten Luftkorrektionen kleiner sind.

So zuverlässig dieses besprochene Verfahren von vornherein auch zu sein scheint, so halten wir es doch dem von uns verwendeten nicht für überlegen, weil es erstens der Bildung von Lissajousschwingungen stärker ausgesetzt ist und zweitens die genaue Kenntnis der Knotenstellen voraussetzt, die durch die nötige Anwesenheit der Blumendrahtmasse ebenso schwierig zu errechnen wie experimentell zu ermitteln sind.

C. Zusammenfassung.

I. Es wird auf Grund einer in festen Körpern angenommenen Ausgleichstendenz (Diffusion) einer beliebigen Größe G („Fehlstellen") eine Theorie der inneren Reibung entwickelt; diese führt bei Vorhandensein nur einer Sorte solcher „Fehlstellen" zu einem ausgesprochenen Maximum der Dämpfung entsprechend einer ganz bestimmten „Relaxationszeit", bei Gegenwart verschiedenartiger „Fehlstellen" zu einer Überlagerung.

II. Zur Ermittlung der inneren Reibung des festen Körpers waren zuerst alle Fremdeinflüsse, insbesondere die Reibung in dem umgebenden Medium, zu eliminieren. Zu diesem Zweck wurde diese einer Analyse unterzogen, die durch Vakuumversuche zu stützen gesucht wurde.

III. Das so erhaltene reine, auf die Amplitude o extrapolierte Materialdekrement erweist sich tatsächlich als frequenzabhängig und gehorcht der Theorie; insbesondere bei Messing und Aluminium liegt im betrachteten Gebiet der Fall eines einzigen τ, also gleichartiger „Fehlstellen" vor (Messing 40, Aluminium 83 Hertz). Bei Stahl, Silber, Kupfer und Glas dagegen sind die τ zu „Bändern" verschmiert, die offenbar uneinheitlichen „Fehlstellen" entsprechen (Stahl ~ 25; Kupfer ~ 125 und 4 Hertz; bei Silber und Glas sind die Maxima wesentlich breiter).

IV. Eventuelle Fehlerquellen werden diskutiert und geprüft.

Herrn Geheimrat M. Wien und Herrn Privatdozent Dr. H. Martin danken wir für wertvolle Ratschläge.

Jena, Physikalisch-chemische Abteilung des Chemischen Laboratoriums.

(Eingegangen 28. April 1936.)

Über die Wärmeleitfähigkeit der Elektreten[1]).

Von Gerhart Groetzinger.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß der Elektret eine größere Wärmeleitfähigkeit aufweist als die unpolarisierte Substanz. Diese geänderte Wärmeleitfähigkeit ist ein Kriterium für den Elektreten; sie bleibt auch bestehen, wenn der Elektret kein elektrisches Feld erzeugt.

§ 1. Eine Beeinflussung des Wärmedurchganges durch Gase und Flüssigkeiten infolge eines elektrischen Feldes, wurde bereits festgestellt. So haben H. Senftleben[2]), W. Bonwitt und G. Groetzinger[3]) eine Vergrößerung des Wärmedurchganges durch Gase mit permanentem elektrischem Moment des Moleküls, G. Groetzinger und R. Frey[4]) eine Vergrößerung des Wärmedurchganges durch gewisse Flüssigkeiten infolge eines elektrostatischen Feldes beobachtet. An festen Körpern konnten sie jedoch keine Änderung der Wärmeleitfähigkeit durch ein elektrostatisches Feld nachweisen. Versuche, die sie mit erstarrenden bzw. schmelzenden Substanzen ausführten, zeigten, daß die Beeinflussung des Wärmedurchganges durch ein elektrisches Feld beim Erstarrungspunkt der Substanz aufhört.

H. Senftleben führte die Erscheinung eines größeren Wärmedurchganges an Gasen auf eine durch Elektrostriktion verursachte Vergrößerung der Konvektion zurück[5]). Da von P. Debye und seinen Schülern ausgeführte Versuche ergeben haben, daß die innere Reibung von Dipolgasen vom elektrischen Feld nicht beeinflußt wird, kann bei solchen Gasen auch keine Änderung der molekularen Wärmeleitfähigkeit infolge eines elektrostatischen Feldes auftreten.

Aus in letzter Zeit vom Verfasser gemeinsam mit Herrn E. v. Bánó ausgeführten Versuchen scheint jedoch hervorzugehen, daß bei Flüssigkeiten mit permanentem elektrischem Moment des Moleküls eine Vergrößerung der molekularen Wärmeleitfähigkeit durch das Feld bewirkt wird[6]).

Mototarô Eguchi hat bekanntlich ein dem permanenten Magneten entsprechendes elektrisches Analogon hergestellt, indem er ein Wachsgemisch unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes erstarren ließ. Wird dieser sog. Elektret in Stanniolfolien eingewickelt, so lassen sich jedesmal nach Entfernung dieser Folien auch nach Jahren zwischen den Flächen, an denen während des Erstarrens die Elektroden zur Erzeugung des Feldes lagen, Spannungen in unveränderter Größe feststellen[1]).

Zweck der vorliegenden Arbeit war, zu untersuchen, ob der Elektret eine andere Wärmeleitfähigkeit besitzt als die unpolarisierte Substanz.

§ 2. Die Messung des Wärmeleitwertes erfolgte nach der Methode von Schleiermacher[2]). Von einem elektrisch geheizten Draht bzw. Band fließt durch die zu untersuchende Substanz zu den auf konstanter Temperatur gehaltenen Gefäßwänden ein Wärmestrom. Die stationäre Temperatur, die der Draht bzw. das Band bei einer bestimmten zugeführten elektrischen Energie erreicht und die durch Messung seines Widerstandes ermittelt wird, ist sodann ein Maß für den Wärmeleitwert der Substanz.

Die Versuche wurden in einem Versuchsgefäß (Kondensator) vorgenommen, in dem die flüssig eingebrachte Substanz ohne elektrisches Feld oder unter der Einwirkung eines inhomogenen elektrischen Feldes erstarren konnte. Weiter war das Gefäß derart eingerichtet, daß in ihm der Wärmeleitwert der Substanz gemessen werden konnte. Es bestand aus einem Messingzylinder einer lichten Weite von 22 mm und einer Länge von 130 mm, der innen verchromt war. In seiner Achse befand sich ein 0,25 mm starker Eisendraht, der durch eine kleine Feder gespannt wurde. Der senkrecht stehende Zylinder war unten durch einen Gummistöpsel abgeschlossen, durch den die eine Zuführung zum Eisendraht führte. Durch ein den Zylinder umgebendes, mit Wasser gefülltes Kühlgefäß konnte der Zylinder auf konstanter Temperatur gehalten werden. Zum Polarisieren der Substanz wurde zwischen Zylinder und Eisendraht eine Gleichspannung angelegt. Bei den Messungen des Wärmeleitwertes wurde der Draht mit 1,4 A elektrisch geheizt, während die Temperatur des Zylinders konstant gehalten wurde. Der sich schließlich einstellende feste Wert des Widerstandes wurde mit einer Wheatstone-Brücke gemessen. Bei 20° betrug der Drahtwiderstand pro cm Länge etwa 0,030 Ohm.

1) Vgl. dazu Gerhart Groetzinger, Nature **135**, 1001, 1935. Die Versuche hat der Verfasser gemeinsam mit Herrn Dr. Gustav Weinberg ausgeführt.

2) H. Senftleben, Zeitschr. f. Phys. **74**, 757, 1932.

3) W. Bonwitt und G. Groetzinger, Zeitschrift f. Phys. **72**, 600, 1931.

4) G. Groetzinger und R. Frey, Physik. Zeitschr. **36**, 292, 1935.

5) H. Senftleben, Physik. Zeitschr. **35**, 661, 1934.

6) Die diesbezüglichen Ergebnisse werden später veröffentlicht werden.

1) Mototarô Eguchi, Phil. Mag. (6) **49**, 178, 1925.

2) A. Schleiermacher, Wied. Ann. **34**, 623, 1888.

§ 3. Die Versuche wurden mit Bienenwachs, Paraffin und festem Kabelöl vorgenommen. Die Substanz wurde mit Hilfe eines Bunsenbrenners flüssig gemacht und sodann in das Gefäß eingegossen. Durch Vorwärmung des Gefäßes sowie des Drahtes und durch langsames Erkaltenlassen sollte ein blasenfreier Guß gewährleistet werden. Das Erstarren erfolgte vorerst ohne elektrostatisches Feld in der Substanz. Nach der sodann erfolgten Messung des Wärmeleitwertes wurde die Substanz durch Eingießen von siedendem Wasser in das an den Zylinder angebaute Gefäß und durch Heizen des Meßdrahtes geschmolzen und sodann unter dem Einfluß des Feldes erstarren gelassen. Der Wärmeleitwert des so hergestellten Elektreten wurde nach längerer oder kürzerer Zeit gemessen. Um genauere Resultate zu erhalten, wurde hierauf die Substanz wieder aufgeschmolzen und wiederholt einmal ohne Feld, einmal unter der Einwirkung des Feldes erstarren gelassen.

Es folgen nun auf Tabelle I der Reihe nach die gewonnenen Ergebnisse an einer Sorte von Bienenwachs. In allen Tabellen bedeuten T_0 die Temperatur, auf der der Zylinder während der Messungen des Wärmeleitwertes gehalten wurde, T_1 die Übertemperatur, die der geheizte Meßdraht in der festen Substanz, die ohne Feld erstarrt war, T_2 die Übertemperatur, die er in der festen Substanz, die unter der Einwirkung des elektrischen Feldes erstarrt war (Elektret), gegenüber dem Zylinder annahm. F bedeutet die Feldstärke am Draht in V/cm, U die zu ihrer Erzeugung notwendige Spannung. Bei den Werten ist durch ein beigefügtes K oder A ersichtlich, ob der Draht während des Polarisierens Kathode oder Anode gewesen war. Schließlich ist die aus allen Werten errechnete Änderung des Wärmeleitwertes $\frac{T_1-T_2}{T_2}$ im Mittel in Prozenten angegeben.

Tabelle I.

Bienenwachs I, Zylinderkondensator, Gleichfeld.
$U = 9800$ V, $F = 176500$ V/cm, $T_0 = 20°$ C.

T_1	T_2
33.8	19,8 (K)
33.8	19,6 (K)
34.0	19,6 (A)
34.1	20,6 (A)

$\frac{T_1-T_2}{T_2} = 70{,}8$ Proz.

Aus der Tabelle I ist eine beträchtliche Zunahme des Wärmeleitwertes des Bienenwachselektreten gegenüber dem der ohne Feld erstarrten Substanz ersichtlich. Es zeigt sich auch, daß durch Aufschmelzen des Elektreten und Erstarrenlassen ohne Feld wieder der Wärmeleitwert der unpolarisierten Substanz erreicht wird.

In der folgenden Tabelle II sind die entsprechenden Werte eines Bienenwachses anderer Provenienz festgehalten. Der Wärmeleitwert ohne Feld war wesentlich kleiner. Seine Beeinflussung durch Erstarrenlassen im Feld war geringer.

Tabelle II.

Bienenwachs II, Zylinderkondensator, Gleichfeld.
$U = 9200$ V, $F = 165700$ V/cm, $T_0 = 19°$ C.

T_1	T_2
49.1	39.3
49.1	39.4
48.7	39.3
48.7	39.3
49.1	39.3
48.7	39.3
49.1	39.3
49.1	39.3
48.7	39.3
49.1	39.3

$\frac{T_1-T_2}{T_2} = 23{,}8$ Proz.

Im Falle von Paraffin ließen sich keine reproduzierbaren Messungen der Wärmeleitwerte vornehmen. Die Streuung der gemessenen Werte rührte davon her, daß sich kein einwandfreier Guß erreichen ließ. Beim Durchschneiden des Paraffins zeigten sich im Gegensatz zu Bienenwachs Risse und Luftblasen im Guß. Auch ein Versuch, das Paraffin im luftverdünnten Raum von etwa 4 mm Hg erstarren zu lassen, zeitigte keine besseren Ergebnisse. Immerhin scheint aus den Versuchen hervorzugehen, daß das Erstarrenlassen unter der Einwirkung des Feldes bei Paraffin, einer Substanz ohne permanentes elektrisches Moment, keine Vergrößerung des Wärmeleitwertes hervorruft.

Hingegen konnte an dem genannten Kabelöl, einer Substanz wie sie für die Tränkung des für die Isolation von Kabeln dienenden Papieres verwendet wird, reproduzierbare Meßergebnisse erzielt werden. Aus der Tabelle III geht eine geringe Zunahme des Wärmeleitwertes hervor.

Tabelle III.

Kabelöl, Zylinderkondensator, Gleichfeld.
$U = 8000$ V, $F = 144100$ V/cm, $T_0 = 19°$ C.

T_1	T_2
32.3	31.2
32.6	33.0
32.3	31.3
32.0	31.6
32.0	31.6

$\frac{T_1-T_2}{T_2} = 2{,}29$ Proz.

§ 4. Durch das zum Polarisieren verwendete inhomogene Feld kann die Substanz entmischt werden insofern, als Teile mit größerer Dielektrizitätskonstante zu Stellen größerer Feldstärke, also zum Draht hin wandern und umgekehrt. Weisen nun diese Bestandteile auch verschiedene molekulare Wärmeleitfähigkeiten auf, so würde hierdurch auch eine Änderung des Wärmeleitwertes entstehen. Der Einfluß der Entmischung läßt sich jedoch durch Vergleich der durch das Gleichfeld hervorgerufenen Änderung des Wärmeleitwertes mit der durch ein Wechselfeld hervorgerufenen feststellen, da durch das Wechselfeld wahrscheinlich lediglich eine Entmischung hervorgerufen werden kann. In der Folge wurden die oben beschriebenen Versuche an Bienenwachs I im Zylinderkondensator bei Verwendung eines Wechselfeldes von 50 Hertz während des Erstarrens wiederholt. Die Tabelle IV gibt die gewonnenen Ergebnisse wieder.

Tabelle IV.

Bienenwachs I, Zylinderkondensator, Wechselfeld.

$U = 9800$ V, $F = 176500$ V/cm, $T = 19°$ C.

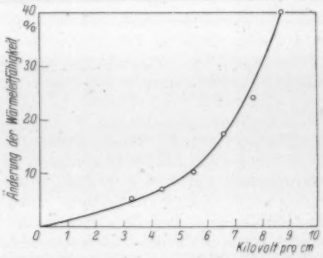
T_1	T_2
33.9	44.2
34.0	44.1
33.9	44.1
34.0	44.2
33.9	44.1

$$\frac{T_1 - T_2}{T_2} = -22{,}2 \text{ Proz.}$$

Aus der Tabelle geht hervor, daß das inhomogene Wechselfeld eine Abnahme des Wärmeleitwertes hervorruft. Es zeigt sich daraus, daß tatsächlich eine Entmischung eintritt, die eine Verkleinerung des Wärmeleitwertes bewirkt. Im Falle des Erstarrens unter der Einwirkung des Gleichfeldes überwiegt jedoch die Zunahme des Wärmeleitwertes infolge der Zunahme der molekularen Wärmeleitfähigkeit. Die Änderung der molekularen Wärmeleitfähigkeit ist also größer als die in der Tabelle I angegebene Änderung des Wärmeleitwertes[1]).

Aus entsprechenden Messungen geht hervor, daß im Kabelöl kaum eine Entmischung durch das Feld eintritt.

§ 5. Um die Entmischung durch das Feld überhaupt zu verhindern, wurde eine Anordnung gebaut, die mit homogenen Feldern zu polarisieren gestattete. Sie bestand aus zwei aneinandergebauten Kondensatoren. Dem Heizdraht des Zylinderkondensators entsprach ein Stahlband von 22,5 mm Breite, 180 mm Länge und einer Dicke von 0,1 mm. Seinen beiden Seiten standen in einer Entfernung von 11 mm je eine plattenförmige Elektrode gegenüber, an welche je ein prismatisches Kühlgefäß angebaut war. Die Elektroden bildeten Seitenwände des Gefäßes, das durch das Stahlband in zwei Hälften (Kondensatoren) geteilt wurde. Die übrigen Seitenwände und der Boden des Gefäßes waren aus Hartgummi, wobei das Stahlband in 2 Nuten der Hartgummiseitenwände geführt war. An die Enden des Stahlbandes waren dicke Kupferstifte angelötet. Sein Widerstand wurde infolge des geringen Wertes (etwa 0,0077 Ohm pro cm Länge bei 19° C) mit einer Thomsonbrücke gemessen. Die für diese Schaltung nötigen Spannungszuführungen zum Stahlband bestanden aus Emaildrähten, die längs des Stahlbandes ein Stückchen in den Kondensator isoliert hineinliefen und dort am Stahlband angelötet waren. Mit dieser Anordnung wird nur die Temperatur des mittleren Teiles des Stahlbandes zwischen den beiden Spannungszuführungen gemessen. Die beiden Plattenelektroden waren miteinander elektrisch verbunden und bildeten beim Polarisieren eine Elektrode, während das Stahlband die andere Elektrode bildete. Durch diese Anordnung wird erreicht, daß fast die gesamte, im Stahlband beim Erhitzen entstehende Wärme durch die Substanz abfließt und daß in den beiden Teilgefäßen dieselbe Feldstärke während des Polarisierens herrscht.



Prozentuale Änderung der molekularen Wärmeleitfähigkeit mit der elektrischen Feldstärke während des Erzeugens.

Die Versuche erfolgten in derselben Art wie beim Zylinderkondensator. Bei den Messungen der Wärmeleitwerte wurde das Stahlband durch einen Strom von 18,2 A erwärmt. In der Figur ist die annähernd quadratische Abhängigkeit der Zunahme des Wärmeleitwertes des Bienenwachs-Elektreten gegenüber dem der unpolarisierten

1) Da Bienenwachs im wesentlichen aus zwei Substanzen, nämlich Myrizin- und Zerotinsäure besteht, ist das Auftreten der Entmischung erklärlich.

Substanz von der Feldstärke während des Polarisierens wiedergegeben[1]). Das Erstarrenlassen unter der Einwirkung eines Wechselfeldes ergab keine Änderung des Wärmeleitwertes. Es tritt also tatsächlich keine Entmischung ein. Die in der Figur ersichtlichen prozentualen Änderungen des Wärmeleitwertes sind daher gleich den prozentualen Änderungen der Wärmeleitfähigkeit. Die vergrößerte Wärmeleitfähigkeit des Elektreten blieb eine halbe Woche (über längere Zeiträume wurden diese Versuche nicht angestellt) unverändert.

§ 6. Schließlich wurden noch Versuche bezüglich der Beeinflussung der geänderten Wärmeleitfähigkeit des Bienenwachs-Elektreten durch ein elektrisches Feld vorgenommen. Zu diesem Zweck wurde am zuletzt beschriebenen Kondensator die zum Polarisieren dienende Spannung so lange belassen, bis das Bienenwachs Zimmertemperatur angenommen hatte. Nach Abschalten sank die Spannung im Verlaufe einer halben Stunde von 9000 auf 200 V[2]). Die Wärmeleitfähigkeit zeigte sich jedoch während des Herabsinkens der Spannung und damit während der Abnahme der elektrischen Feldstärke im Innern ungeändert. Ebensowenig änderte das sofortige Vernichten der nach dem Polarisieren verbleibenden Spannung durch Kurzschließen der Elektroden oder sogar das Anlegen einer Spannung entgegengesetzten Vorzeichens die Wärmeleitfähigkeit des Elektreten.

§ 7. Die vorliegenden Versuche scheinen die Hypothese zu stützen, daß es bei einem festen Körper, dessen Moleküle ein permanentes elektrisches Moment aufweisen, einen Zustand gibt, in dem die Momente ohne Einwirkung eines äußeren Feldes dauernd eine bestimmte Richtung bevorzugen. Die Vergrößerung der Wärmeleitfähigkeit weist nämlich auf einen „geordneteren Zustand" hin. Trotzdem kann die hierdurch bedingte permanente Polarisation des ganzen Körpers auf die Dauer außen oder im Innern der Substanz kein Feld erzeugen. Wegen der elektrischen Leitfähigkeit aller Körper ist bekanntlich zur Aufrechterhaltung eines elektrischen Feldes eine dauernde Energienachfuhr notwendig, die im Falle des Elektreten nicht vorhanden ist. Aus diesem Grunde müssen sich so lange wahre Ladungen verschieben, bis die Feldstärke überall verschwindet. Im Falle einer homogenen permanenten Polarisation werden sich also diese Ladungen an den beiden Flächen des Körpers, an denen während der Herstellung des Elektreten die Elektroden lagen, ansammeln. Sind diese Flächen mit Leitern bedeckt, so werden sich die Ladungen auf ihnen ausbilden, und zwar für den Fall, daß die Leiter miteinander verbunden werden, augenblicklich durch diese Verbindung, andernfalls in einer entsprechend längeren Zeit (die mit der Zeitkonstante des Kondensators zusammenhängt) durch den Elektreten hindurch.

Nach Meinung des Autors sind die Versuche von M. Eguchi dahin aufzufassen, daß sich nach Bedecken seines Elektreten mit Stanniolpapier die freien Ladungen auf diesen Metallfolien angesammelt haben, und daß jeweils nach Abheben dieser Metallfolien die permanente Polarisation sich in einem äußeren Felde kundtut. Dieses Feld verschwindet jedoch nach und nach mit dem Auftreten der Kompensationsladungen, die sich in diesem Falle an den Endflächen des Elektreten ansammeln. Wird letzterer hierauf wieder in Metallfolien eingehüllt, so treten diese Ladungen auf die Metallfolien über. Nach abermaligem Entfernen der Umhüllung ist das Feld wieder in seiner alten Größe vorhanden.

Übrigens könnten die Kompensationsladungen vielleicht das Bestehenbleiben der permanenten Polarisation begünstigen, da das ohne diese Ladungen bestehende Feld die permanente Polarisation auf die Dauer beeinträchtigen könnte. In gleicher Weise die permanente magnetische Polarisation erhaltend wirkt bekanntlich das Schließen eines Hufeisenmagneten durch ein Eisenstück, wodurch ebenfalls die Feldstärke im Magneten verkleinert wird[1]).

Die geänderte Wärmeleitfähigkeit scheint also für den Elektreten ein allgemeineres Kriterium zu bilden als das Bestehen einer elektrischen Feldstärke.

1) Bei anderen Sorten von Bienenwachs war die Zunahme der Wärmeleitfähigkeit durch Erstarrenlassen im Felde geringer.

2) Das rasche Absinken der Spannungen bei dem obenangegebenen Versuch hängt mit der schlechten Isolation des Kondensators zusammen.

1) Der Mechanismus der Erscheinung ist natürlich nicht der gleiche. Während beim Elektreten wahre Ladungen die Feldstärke verkleinern (bzw. vernichten), handelt es sich beim Schließen des permanenten Magneten um freie Ladungen.

Wien, im Mai 1936, III. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 2. Juni 1936.)

VORTRÄGE VON DER 21. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN-SACHSEN-SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 6. UND 7. JUNI 1936 ZU HALLE A.D.S.

W. Hanle (Leipzig) und R. Junkelmann (Jena), **Energie und Geschwindigkeit als Parameter bei Stoßanregung.**

Döpel hat vor Jahren die Frage aufgeworfen, welcher Parameter die Intensität der Anregung bestimmt, die kinetische Energie oder die Geschwindigkeit der Stoßpartikel. Bei der Elektronenstoßanregung kommt es auf das gleiche hinaus. Bei der Anregung durch Ionen oder Atome hat man mehr Variationsmöglichkeiten. Regt man jedoch etwa *He* einmal durch *Hg* oder dann durch *Cd* an, so variiert man außer der Masse noch die Elektronenhülle der Stoßpartikel, man verändert also gleichzeitig zwei Parameter. Man hat nun in der Anregung durch *H* und *D* ein einfaches Mittel, den einen Parameter, nämlich die Elektronenhülle, gleich zu lassen und nur die Masse zu verändern. Die Frage war also, wie unterscheidet sich die Anregung von *He* durch *H* von der Anregung des *He* durch *D*?

Die Messungen wurden mit einer gewöhnlichen Kanalstrahlapparatur ausgeführt. Eine Trennung der geladenen von den neutralen Teilchen war nicht nötig, da Kontrollaufnahmen zeigten, daß der Anteil der geladenen Teilchen an der Anregung verschwindend klein ist.

In Fig. 1 und 2 ist die Anregungsfunktion der *He*-Linie 3888 einmal bei Anregung durch *H*-Stoß und dann durch *D*-Stoß aufgetragen. In Fig. 1 ist als Abszisse die Geschwindigkeit, in Fig. 2 die Energie der Stoßpartikel gewählt. die Anregung ist aber nicht einfach eine Funktion der Energie oder der Geschwindigkeit der Stoßpartikel, es regt ein schnelleres Teilchen bei gleicher Energie besser an.

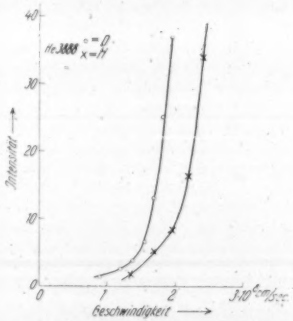


Fig. 1. Anregungsfunktion der *He*-Linie 3888 bei Anregung durch *H* (×)- und *D* (o)-Stoß. Abszisse: Geschwindigkeit der *H*- und *D*-Atome.

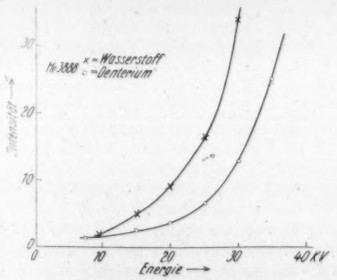


Fig. 2. Anregungsfunktion der *He*-Linie 3888 bei Anregung durch *H* (×)- und *D* (o)-Stoß. Abszisse: Energie der *H*- und *D*-Atome.

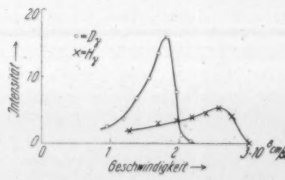


Fig. 3. Anregungsfunktion der H_γ (×)- und D_γ (o)-Linien bei Anregung durch *He*-Atome. Abszisse: Geschwindigkeit der *H*- bzw. *D*-Atome.

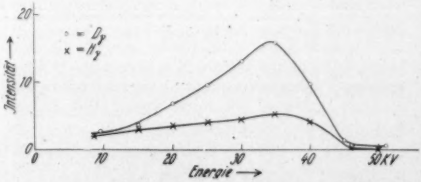


Fig. 4. Anregungsfunktion der H_γ (×)- und D_γ (o)-Linien bei Anregung durch *He*-Atome. Abszisse: Energie der *H*- bzw. *D*-Atome.

In Fig. 3 und 4 ist die Anregungsfunktion der H_γ- bzw. der D_γ-Linie bei Anregung durch *He*-Stoß aufgetragen. *D* wird stärker angeregt als *H*. Dies ist auch zu erwarten, nach einfachen Überlegungen von Joos und Kulenkampff, da die Massen von *D* und *He* weniger verschieden sind und deshalb die Energieübertragung von *He* auf *D* nach Impulsüberlegungen besser ist als von *He* auf *H*.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

W. Hanle (Leipzig) und F. Heidenreich (Dresden), Analyse organischer Stoffe mit Hilfe des Raman-Effektes.

Seit einer Reihe von Jahren ist die Spektralanalyse anorganischer Substanzen zu einer gern und erfolgreich angewendeten Methode geworden. Allerdings ist sie auf die Analyse anorganischer Substanzen beschränkt. Wenn man nun versucht, etwas Ähnliches für organische Substanzen zu machen, so kommt man zur Anwendung des Raman-Effektes. Bekanntlich zeigt das Raman-Spektrum eines Gemisches die überlagerten Spektren der gemischten Substanzen.

Selbstverständlich werden sich schon manche Raman-Spektroskopiker solche Gedanken gemacht haben. Es kam uns aber darauf an, einmal ganz prinzipiell die Frage zu beantworten, wie genau eine solche Spektralanalyse organischer Substanzen möglich ist, insbesondere: von welchen Faktoren sie abhängt und wie sie von diesen abhängt. Ein solches Problem mag zunächst sehr trivial erscheinen, wir glaubten aber trotzdem, daß es nützlich sei, es einmal genauer zu untersuchen, ohne damit Ansprüche auf irgendwelche Priorität oder größere Gesichtspunkte zu machen. In der Literatur — man möchte beinahe sagen: in jeder größeren Raman-Arbeit — finden sich zahlreiche Hinweise auf die Notwendigkeit der Verwendung reinster Substanzen oder auf die Verschlechterung der Raman-Spektren durch Beimengungen irgendwelcher Art. Es ist aber niemals untersucht worden, wie nun diese Abhängigkeit ist, welche Beimengungen solche meist unliebsamen Wirkungen hervorrufen und wie stark diese Beimengungen sein müssen.

Wir haben bisher in diesen noch laufenden Untersuchungen grundsätzlich feststellen wollen, welchen Prozentgehalt einer Substanz man noch in einer anderen erkennen kann. Wir haben u. a. folgende Substanzen untersucht:

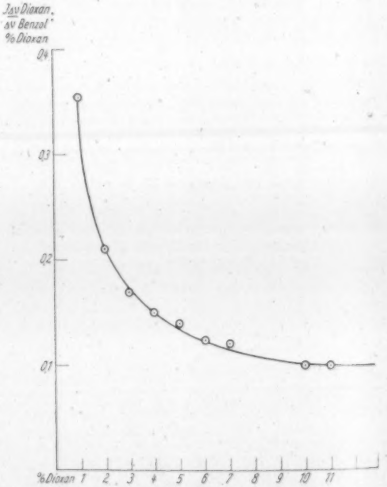
$$C_6H_6 + C_4H_8O_2$$
$$C_6H_6 + (CH_2)_6$$
$$C_2H_4Cl_2 + C_2H_4Cl_2$$
cis trans

Methyl- + Äthylalkohol

und festgestellt, daß z. B. im Fall Benzol + Dioxan eine Beimischung von 1—2 Proz. noch gut erkennbar ist.

Wir wollen uns nun fragen: Wovon hängt die Genauigkeit der Feststellung organischer Beimengungen ab? Kennt man überhaupt keine der gemischten Substanzen, so ist es auch vermittels des Raman-Effektes schwer, etwas auszusagen, es handle sich denn um so einfache Substanzen, daß man sofort das Raman-Spektrum erkennt. Im allgemeinen wird die Methode auf solche Fälle beschränkt sein, bei denen man wenigstens ungefähr weiß, mit welchen Substanzen man es zu tun hat. Man braucht dann nur in den zahlreichen Tabellen nachzusehen, um die Richtigkeit der Vermutung zu prüfen. Die Grundsubstanz wird sich also erkennen lassen. Wieweit die beigemischte Substanz zu erkennen ist, das hängt von verschiedenen Faktoren ab. Als solche sind zu nennen:

Verunreinigungen, die häufig eine so intensive Fluoreszenz ergeben, daß schwache Raman-Linien in dem kontinuierlichen Fluoreszenzspektrum verschwinden, der störende Lampenuntergrund, der häufig durch die Lichtquelle — meist die *Hg*-Lampe — ausgesandt wird, kontinuierliche Raman-Banden, wie sie z. B. bei



Wasser auftreten, weiter ist auch die Ähnlichkeit der Raman-Spektren (z. B. im Fall Benzol, Nitrobenzol) ungünstig. In allen diesen ungünstigen Fällen wird man noch 10 Proz. einer organischen Substanz erkennen können, in günstigen Fällen noch 1—2 Proz. Es lassen sich aber die zunächst

„ungünstigen Fälle" meist noch verbessern, durch Anwendung von Lichtfiltern, durch günstige Wahl der Belichtungszeit usw. Gerade diese dürfen nicht zu lang sein, um die Methode nicht zu unpraktisch und damit für die Praxis unbrauchbar zu machen. Wir verwendeten eine Raman-Ellipse der Firma Zeiss in Verbindung mit einem 3 Prismenspektrographen und einer Kamera der Öffnung 1:5. Dabei ergaben sich Belichtungszeiten zwischen $^1/_2$ und 5 Stunden, also durchaus noch erträgliche Zeiten. Wir haben weiter versucht, die vorhin erwähnten günstigen Fälle, so z. B. Benzol/Dioxan künstlich dadurch „ungünstiger" zu machen, daß wir die Erkennbarkeit der schwachen Dioxanlinien durch Zugabe weiterer Substanzen verschlechterten. Durch den Zusatz von reinem Äthylalkohol war eine Verschlechterung nicht festzustellen. Die Zugabe sauberer Substanzen hat überhaupt nicht das Auftreten eines sehr verstärkten Untergrundes zur Folge. Setzt man aber unsaubere Substanzen — in unserem erwähnten Fall war es verunreinigter Alkohol — hinzu, so wird die Genauigkeit der Methode erheblich herabgesetzt. Wir haben auch durch Photometrierung der Raman-Spektren gemessen, wie groß die Genauigkeit ist, mit der man quantitativ den Prozentgehalt einer Beimischung erkennen kann.

Einen genaueren Aufschluß darüber gibt die beistehende Kurve. Sie wurde dadurch gewonnen, daß das Intensitätsverhältnis zweier dicht benachbarter Raman-Linien, deren eine dem Benzol, die andere dem Dioxan angehören (in unserem Fall waren es die Raman-Linien $\Delta\nu = 849$ von C_6H_6 (Benzol) und $\Delta\nu = 837$ von $C_4H_8O_2$ (Dioxan), für bestimmte Volumenprozente der Dioxanbeimischung gebildet wurde. Die Aufnahmen wurden photographisch photometriert, die Ablesegenauigkeit der erhaltenen Photometerkurven betrug $\pm$ 0,1 mm. Besonders wichtig war es, den im Spektrum liegenden Untergrund bei der Auswertung zu berücksichtigen. Es wurden stets für die beiden zu messenden Linien und für den Untergrund bei diesen Linien die entsprechenden Intensitäten mit Hilfe der Schwärzungskurve bestimmt. Die Intensität des Untergrundes wurde dann von der Intensität (Linie + Untergrund) abgezogen und so die reine Linienintensität erhalten. Es wurde dann durch die Prozentzahlen dividiert. Dabei ergeben sich steigende Werte mit abnehmenden Prozentzahlen. Ein gleiches Verhalten wurde bei der Untersuchung von Cyklohexan mit Benzolbeimengung gefunden. Über 10 Proz. ist die Intensität jeweils dem Prozentgehalt proportional, unter 10 Proz. ist die Intensität bei kleinen Prozenten relativ größer. Für die Verwendung des Raman-Effektes zur Feststellung geringer Beimengung ist dieses Verhalten sehr günstig, die Erklärung für die zunächst nicht erwartete Abweichung von der Linearität dürfte jedoch nicht leicht zu geben sein. Wir werden weitere Versuche über diese gewiß interessanten Fragen anstellen.

Jena, Physikalisches Institut der Universität.

Fritz Schubert (Jena), Einfluß der Rekristallisation auf die Emission des Platins.

Bekanntlich ist das Licht, das von einem glühenden Metall ausgesandt wird, je nach dem Winkel zwischen Ausstrahlungsrichtung und Oberflächennormale mehr oder weniger stark linear polarisiert.

Der Polarisationsgrad $\mathfrak{P}$ der seitlich emittierten Strahlung ist definiert durch das Verhältnis des polarisierten Anteils zur Gesamtemission. Bezeichnen E_s und E_p die senkrecht und parallel zur Emissionsebene schwingenden Komponenten, so ist:

$$\mathfrak{P} = \frac{E_p - E_s}{E_p + E_s}.$$

Der Polarisationsgrad $\mathfrak{P}$ ist eine Funktion des Emissionswinkels φ und der optischen Konstanten n und k des glühenden Metalls.

Für senkrechte Ausstrahlung ($\varphi = 0°$) ist das emittierte Licht unpolarisiert, bei streifendem Austritt ($\varphi = 90°$) erreicht $\mathfrak{P}$ seinen größten Wert.

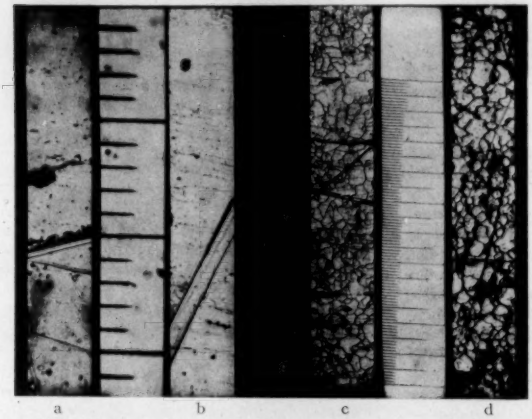
Es ist also möglich, durch Messen des Polarisationsgrades für bestimmte Ausstrahlungswinkel rückwärts die optischen Konstanten des Metalls zu ermitteln.

Versuche dieser Art wurden von Laue und Martens[1]) an Platin, von Worthing[2]) an Wolfram, Tantal und Molybdän ausgeführt. Gleichzeitig wurde dabei festzustellen versucht, ob sich die optischen Konstanten der Metalle mit der Temperatur ändern. Laue und Martens fanden an Platin keinen meßbaren Einfluß der Temperaturerhöhung, im Gegensatz zu Worthing, der an Wolfram in einem Temperaturbereich von 1900° C eine geringe Veränderung von n und k fand.

Verfährt man umgekehrt und rechnet z. B. aus den optischen Konstanten des Platins, die nach anderen Verfahren bei Zimmertemperaturen bestimmt worden sind, die zugehörigen Polarisationsgrade aus, so erhält man Werte, die größer sind, als die tatsächlich gemessenen Polarisationsgrade.

1) M. Laue und F. F. Martens, Physik. Zeitschr. **8**, 853, 1907; Verh. phys. Ges. **9**, 522, 1907.
2) G. Worthing, J. opt. Soc. Am. **13**, 635, 1926; **11**, 131, 1925.

Die hierbei auftretenden Unterschiede sind jedoch nicht durch Veränderungen der optischen Konstanten des Metalles mit der Temperatur bedingt, sondern es zeigte sich, daß sie hervorgerufen werden durch Veränderungen in der Oberfläche des strahlenden Körpers.



a b c d

Fig. 1. Oberfläche einer Platinfolie nach mehrstündigem Erhitzen. a) und b) unter, c) und d) über 500° C erhitzt.

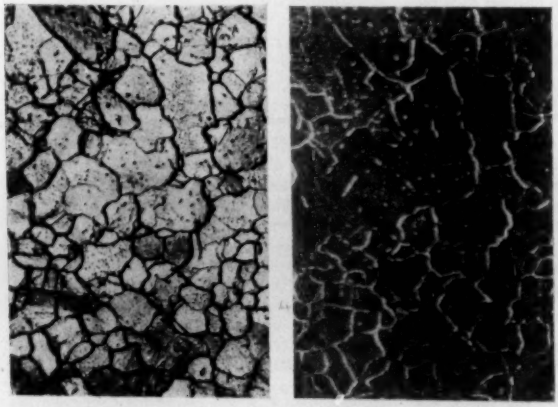


Fig. 2. Gleicher Ausschnitt der Platinoberfläche. Links: Im Auflicht, rechts: Im Eigenlicht aufgenommen. Vergrößerung: 140:1.

Um Polarisationsgrade mit ausreichender Genauigkeit messen zu können, mußte das Platinblech auf mindestens 900° C erhitzt werden. Die sog. Rekristallisationstemperatur des Platins bei etwa 450° C mußte also weit überschritten werden, so daß Änderungen des Metallgefüges unvermeidbar waren. Fig. 1 zeigt Teile der Platinoberfläche nach dem Wiedererkalten. Das benutzte Platinblech war nicht poliert und zeigte vor der Benutzung nur vom Walzen herrührende Kratzer. Nach dem mehrstündigen Glühen treten die Kristallite sehr deutlich hervor. Die einzelnen Streifen geben Stellen des Bleches wieder, die verschieden stark geglüht wurden. Zwei Teilstriche des mitphotographierten Mikrometers entsprechen 0,01 mm.

Für die Untersuchung des Einflusses dieser Erscheinung auf die Emission des Platins war es nötig, die Rekristallisation selbst am emittierenden Metall und nicht am wiedererkalteten zu untersuchen.

Beobachtet man ein auf etwa 1000° C erhitztes *Pt*-Blech unter dem Mikroskop im Eigenlicht, so zeigt die Metalloberfläche ein wesentlich anderes Bild als im wiedererkaltetem Zustand.

In Fig. 2 ist ein Teil der Platinoberfläche vergleichsweise im Eigenlicht und im Auflicht wiedergegeben. Die Formen der einzelnen Kristallite sind wohl deutlich wiederzuerkennen, jedoch sind die Kristallitgrenzen im Auflicht als schwarze scharfe Linien, im Eigenlicht als helle weniger scharfe Linien ausgeprägt.

Noch deutlicher war der Unterschied zwischen Eigenlicht- und Auflichtbild an Platinfolien, die nur kurze Zeit geglüht wurden. Die Korngrenzen am glühenden Metall erscheinen nur als intensiver strahlende Punktreihen (Fig. 3), während die Grenzen im Auflichtbild wieder scharfe schwarze Linien sind.

Bei der Untersuchung der glühenden Oberfläche ergab sich nun, daß die Strahlung der Korngrenzen – unabhängig vom Ausstrahlungswinkel – unpolarisiert ist.

Die Korngrenzen stellen somit Elemente dar, deren Strahlungen die Eigenschaften einer Hohlraumstrahlung haben, während die Kristallitflächen die Strahlung aussenden, die in Abhängigkeit vom Emissionswinkel teilweise linear

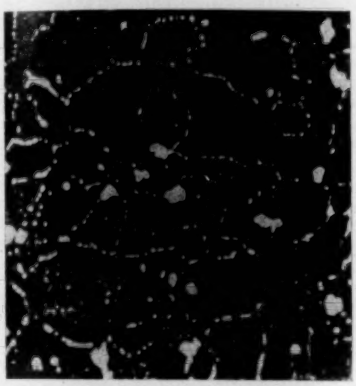


Fig. 3. Platinoberfläche im Eigenlicht nach einstündiger Glühdauer. Vergrößerung: 250:1.

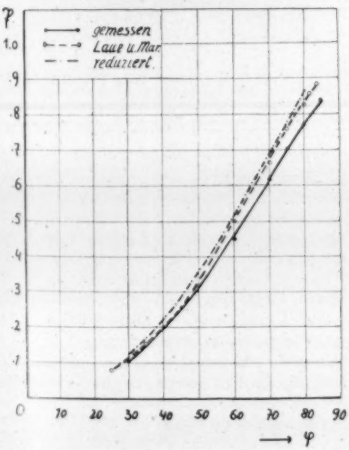


Fig. 4. Meßergebnisse am Platin, Glühtemperatur 900° C.

polarisiert ist. Es ist deshalb erklärlich, daß bei den obenerwähnten Messungen des Polarisationsgrades am glühenden Platin die theoretisch möglich Polarisationsgrade nicht erreicht wurden, da die seitlich emittierte Strahlung einen zusätzlichen Anteil von unpolarisierter Strahlung enthält, der von den Kristallitgrenzen herrührt.

Für Platin war es möglich, den Einfluß der Rekristallisation auf den Polarisationsgrad der seitlich ausgesandten Strahlung auch zahlenmäßig zu erfassen. Der Anteil der unpolarisierten Strahlung der Korngrenzen ist um so größer, je größer die strahlende Fläche der Korngrenzen im Vergleich zu der der Kornflächen, und je höher die Glühtemperatur ist.

Während des Glühens wurden mehrere Stellen der Oberfläche mikrophotographiert, und durch Auszählen wurde der prozentuale Anteil der Korngrenzenfläche zur Gesamtfläche der emittierenden Oberfläche bestimmt. Aus der bekannten Glühtemperatur, dem Flächenverhältnis und der elektrischen Widerstandsänderung des Platins ergibt sich aus den Strahlungsgesetzen für metallische und schwarze Körper

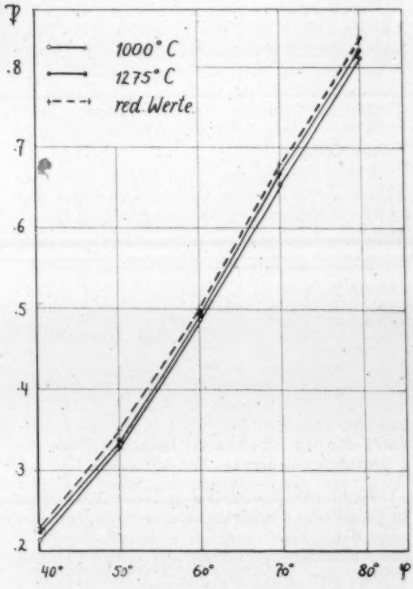


Fig. 5. Meßergebnisse am Platin bei zwei verschiedenen Temperaturen.

das Verhältnis der Flächenhelligkeiten von Korngrenzen zu Kornflächen. Mit dieser Größe läßt sich unmittelbar ein Korrektionsfaktor berechnen, mit dem der am rekristallisierten Platin-

blech gemessene Polarisationsgrad auf den Wert reduziert wird, der der eigentlichen Platinstrahlung zukommt.

In Fig. 4 sind die Ergebnisse, die an einem durch langandauernde thermische Behandlung stark rekristallisierten *Pt*-Blech gefunden wurden, wiedergegeben. Als Vergleichswerte sind die Ergebnisse von Laue und Martens angeführt. Nach der oben angegebenen Reduktion ergaben sich Werte für $\mathfrak{P}$, die mit denen von Laue und Martens vergleichbar sind, und auch mit denen übereinstimmen, die aus den bekannten optischen Konstanten für Platin errechnet wurden.

Unter Berücksichtigung dieser Erscheinung wurde gleichfalls am Platin versucht, eine Änderung der optischen Konstanten mit der Temperatur nachzuweisen. Fig. 5 zeigt die Meßergebnisse für 1000° C und 1275° C. Der Polarisationsgrad $\mathfrak{P}$ bei höherer Temperatur wurde tatsächlich größer gemessen als bei niederer. Das Platinblech zeigte nur eine sehr geringe Rekristallisation. Nach der Einführung des Korrektionsfaktors gehen beide gemessenen Kurven in die obere Kurve ineinander über. Ein Temperatureinfluß auf die optischen Konstanten des Platins war in diesem Temperaturbereich nach Berücksichtigung der Rekristallisation also nicht festzustellen.

Eine ausführliche Darstellung und Ableitung der erwähnten Beziehungen findet sich in der demnächst erscheinenden Jenaer Dissertation.

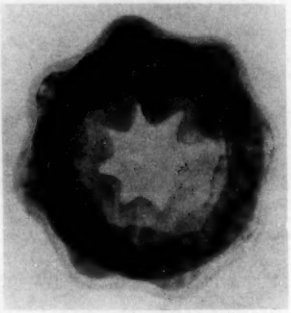
Jena, Anstalt für Mikroskopie und angewandte Optik a. d. Friedrich-Schiller-Universität.

Carl-Heinz Krutzsch (Dresden), Über ein instabiles Gebiet bei Wirbelringen.

Wenn man gleichmäßig gefärbte Wirbelringe in Gasen oder Flüssigkeiten erzeugt, so bemerkt man, daß bei manchen Geschwindigkeiten kurze Zeit nach der Entstehung der Ringe Unregelmäßigkeiten eintreten. Der Wirbelring, der ursprünglich eine vollkommen regelmäßige Gestalt aufwies, wird verzerrt und stößt Material ab. Nach einiger Zeit wird er wieder regelmäßig.

Dieses Gebiet wurde weiter mit Ringen in Flüssigkeiten untersucht. Durch Bestreichen des Rohrrandes mit leichtlöslicher Farbe können die Ringe so gefärbt werden, daß einzelne Schichten im Wirbelring gut erkennbar sind. Bei der translatorischen Bewegung der Wirbelringe ist mit dieser Methode folgendes zu beobachten (siehe Figur).

Der Wirbelring wandert einige Zeit vollkommen gleichmäßig durch die umgebende Flüssigkeit. Danach erhält die Wirbelringachse ganz regelmäßige Kröpfungen, die ganzzahlig auf den gesamten Umfang verteilt sind. Die Kröpfungen biegen nach außen und hinten aus (siehe Abbildung). Die Kröpfungen wachsen an bis zu einem Umschlagspunkt, bei dem der Ring zu



Kröpfungen des von vorn gesehenen Wirbelringes.

unregelmäßiger Wirbelung übergeht und die Schichtung aufgelöst wird. Nach einiger Zeit bildet sich ein wieder regelmäßiger größerer Ring. Diese Instabilität tritt nur bei schnellen Ringen ein. Bei ganz langsamen Ringen tritt keine Instabilität und keine Kröpfung ein. Bei bestimmten Geschwindigkeiten erhält die Wirbelringseele Kröpfungen, die aber nicht zur Instabilität führen, sondern über niedrigere Kröpfungszahlen reduziert werden.

Über die Abhängigkeiten des instabilen Gebietes, über die Erweiterung des Radius und über die Geschwindigkeitsverteilung im Ring sind Untersuchungen im Gang.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

Heinz Sorber (Dresden), Über ein Zweifedern-Gravimeter.

Das Bifilargravimeter von Tomaschek und Schaffernicht, das bisher wohl empfindlichste Instrument zur Messung der zeitlichen Änderungen der Schwere, hat zwei Nachteile. Erstens liegt die höchste Empfindlichkeit des Bifilargehänges in der gefährlichen Nähe seines Umschlagspunktes. Zweitens besteht keine Proportionalität zwischen Schwereänderung und Ausschlag des Instrumentes, da eben die Empfindlichkeit in der Nähe des Umschlagpunktes stark zunimmt. Es war daher die Aufgabe einer Arbeit im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Dresden, ein Gravimeter zu bauen, das diese beiden Nachteile vermeidet, dessen Empfindlichkeit aber der des Bifilargravimeters möglichst nahe kommen sollte. Hierzu wurde das Prinzip des Torsionsgravimeters mit einigen Verbesserungen benützt. Diese bestehen in der Verwendung zweier Schraubenfedern anstatt einer, bandförmigen an Stelle drahtförmigen Materials, und in der Anwendung der Mehrfachreflexion. Die beiden Band-Schraubenfedern sind gegensinnig gewickelt und tragen an ihren unteren Enden je einen langen Oberflächen-Planspiegel, deren reflektierende Seiten einander zugekehrt sind. Die Spiegel stellen zusammen mit ihren Trägern zugleich den wesentlichen Teil der Federbelastung dar. Ein Lichtstrahl durchläuft das Spiegelsystem im Zickzack so, daß er zwischen den Spiegeln mehrfach hin- und herreflektiert wird und schließlich auf einem Registrierwerk wie üblich registriert werden kann. Man kann ohne weiteres 40 und mehr Reflexionen erreichen. Schwerkraftänderungen haben proportionale Gewichtsschwankungen der Spiegelsysteme und diese wiederum proportionale Winkelausschläge zur Folge, die dann durch die Anzahl der Reflexionen multiplikativ vergrößert werden. Das Messystem befindet sich in einem luftdicht abgeschlossenen Gehäuse aus Mannesmannröhren. Sämtliche Bedienungsgriffe sind mittels luftdichter Schliffe herausgeführt. Die Eichung geschieht durch Auflegen eines kleinen Reiters auf eines der Systeme. Auch dieser Vorgang findet bei luftdichtem Gehäuse statt. Der Einfluß der Temperatur würde eine Registrierung der sehr kleinen Gezeitenschwankungen der Schwerkraft mit diesem Instrument unmöglich machen, wenn nicht eine Temperaturkompensation angebracht worden wäre. Hierzu wurde jeder der beiden Gravimeterfedern eine Bimetallschraubenfeder vorgeschaltet, die so bemessen ist, daß sie die infolge Temperaturänderung entstehende Drehung des unteren Meßfederendes gerade aufhebt. Auf diese Weise konnte erreicht werden, daß bei empfindlichster Einstellung des Gravimeters Temperaturänderungen von 0,5° C überhaupt nicht registriert werden. Bei einer Aufstellung in einem Felsenkeller mit 10^{-2}° C Temperaturkonstanz genügt diese Kompensation vollständig. Es liegen Registrierungen über einige Wochen mit einer Empfindlichkeit von $0{,}5 \cdot 10^{-7}$ g/mm vor, die wegen ungeeigneten Aufstellungsortes noch nicht höher getrieben werden konnte. Das Instrument, das bisher in einem Kellerraum an belebter Straße aufgestellt ist, soll demnächst in einem Felsenkeller in etwa 40 m Tiefe unter der Erdoberfläche längere Zeit registrieren. Immerhin läßt sich aus den bisherigen Kurven erkennen, daß die von Courvoisier behaupteten Schwereschwankungen in der Größenordnung von 10^{-6} g nicht existieren.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft, Redaktion E. Pietsch. Systemnummer 35: Aluminium, Teil A (Element), Lieferung 4: Die Legierungen des Aluminiums, Anfang. 8. Aufl. Gr.-8°. X und 147 S. Mit 91 Fig. Berlin 1936. Verlag Chemie G.m.b.H. RM 24.—.

Nachdem die Patentliteratur über die Aluminiumlegierungen, wie kürzlich berichtet, in einer besonderen Patentsammlung zusammengestellt worden ist, kann sich der jetzt erscheinende Textband über diese Legierungen auf die sinngemäße Darstellung der wissenschaftlichen Literatur beschränken. Hiermit macht vorliegende Lieferung den Anfang. Auch Legierungen schon im Handbuch vorhergehender Elemente mit *Al* werden hier besprochen, soweit *Al* Hauptbestandteil ist, und so eine Trennung von technisch Zusammengehörigem vermieden. Den Hauptplatz des Heftes nehmen die wichtigen Legierungen mit Silizium und Magnesium ein, deren technische Gewinnung und Eigenschaften mit gewohnter Gründlichkeit und Übersichtlichkeit behandelt sind. Schwab.

Aus der Geschichte der Berliner Physik. Bildnissammlung zur Feier des 90jährigen Bestehens der Berliner Physikalischen Gesellschaft, hrsg. von der Bild- und Filmsammlung Deutscher Physiker. Physiker-Bildserie 1. Kl.-8°. VIII S. und 24 lose Tafeln. Leipzig 1935. J. A. Barth. In Mappe RM 2.—.

Deutsche Senioren der Physik. Bildnissammlung zum 70. Geburtstag von Geheimrat Professor Dr. Karl Scheel, hrsg. von der Bild- und Filmsammlung Deutscher Physiker. Physiker-Bildserie 2. Kl.-8°. XII S. und 24 lose Tafeln. Leipzig 1936. J. A. Barth. In Mappe RM 2.—.

Da gerade in der Physik häufig die Person über ihrer Leistung vergessen wird, ist es ein ausgezeichneter Gedanke gewesen, die beiden vorliegenden Bildnismappen herauszugeben. Die auf festem Karton wiedergegebenen Bilder sind sehr gut ausgeführt. Jedes Blatt enthält außerdem noch eine kurze Darstellung des äußeren Lebensganges und Mitteilungen über die bedeutendsten Leistungen. Der ersten Sammlung ist ein Bericht über die Geschichte der Physikalischen Gesellschaft, der zweiten einer über die Entwicklung der Physik und Technik und einer über Karl Scheel (verfaßt von E. Brüche) beigegeben.

Die folgende Namenangabe läßt erkennen, welche Physiker man in den beiden vorliegenden Mappen vorfindet, und damit auch, welche künftigen Mappen vorbehalten bleiben:

Serie I: Magnus, Siemens, du Bois-Reymond, Helmholtz, Clausius, Paalzow, Kirchhoff, Bezold, Kundt, Kohlrausch, Lampe, Schwalbe, Assmann, Warburg, Goldstein, Börnstein, Kurlbaum, Lummer, Jahnke, Drude, Rubens, Haber, Gehlhoff, Haußer.

Serie II: Scheel, Franke, G. C. Schmidt, G. Jäger, Paschen, Göpel, Nernst, Straubel, K. Schmidt, Knoblauch, Lenard, W. Jaeger, Walter, E. Blasius, Brodhun, König, Planck, Cranz, Volkmann, Zehnder, Kayser, Thiesen.

Als Anregung möge gegeben werden, in künftigen Serien den Geburtsort mit anzugeben.

L. Schiller.

W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation. Gr.-8°. XI u. 252 S. Oxford 1936. Clarendon Preß. Preis geb. 17 s 6 d.

Das in der Sammlung „International Series of Monographs on Physics" erschienene Buch Heitlers: „The Quantum Theory of Radiation" bringt nach einem Abschnitt über die klassische Theorie der Strahlung die Quantisierung des Strahlungsfeldes und dazu die Berechnung der durch das Aufeinanderwirken von Strahlung und Materie auftretenden Effekte (photoelektrischer Effekt, Streuung, Ramaneffekt, Resonanz-Fluoreszenz, Comptoneffekt, Bremsstrahlung). Die Besprechung von Paarerzeugung und Paarvernichtung und der Schwierigkeiten der diese Effekte erklärenden Diracschen Löchertheorie leitet über zu einer Kritik der bisherigen Quantenelektrodynamik.

Das Buch bietet demjenigen, der sich in die Rechnungen der Quantenelektrodynamik einarbeiten will, den Vorteil, daß er an Hand eines einheitlichen Rechenschemas und gleichmäßig durchgeführter Bezeichnung die Berechnung der oben genannten Effekte kennenlernen kann. Für andere, also Experimentalphysiker und Bearbeiter anderer Gebiete der theoretischen Physik, ist ein Buch über die Quantentheorie der Strahlung so lange nicht von wesentlichem Interesse, wie diese noch nicht in eine Form gebracht worden ist, in der ihre Schwierigkeiten und Ungereimtheiten (Löchertheorie, „137", unendliche Selbstenergien) gelöst sind.

Als gut ist zu vermerken, daß das Buch selbst jüngste Arbeiten (z. B. Born-Infeldsche Erweiterung der Maxwellschen Gleichung) mitberücksichtigt, als weniger gut, daß alle Rechnungen mit exakten Eigenfunktionen des Coulombfeldes vermieden und daß nicht alle Teile des Buches frei von Irrtümern sind (Beispiele: die Überlegung auf S. 189 und 190, die Berechnung der „Doppelcomptonstreuung"). B. Kockel.

Harry Schmidt, Einführung in die Vektor- und Tensorrechnung unter besonderer Berücksichtigung ihrer physikalischen Bedeutung. 8°. VIII und 125 S. Mit 20 Abb. Leipzig 1935. Dr. Max Jänecke. RM. 5.80.

Aus Vorlesungen des Verfassers entstanden, will die Schrift eine „sachlich völlig einwandfreie Einführung in ihren Gegenstand für Anfänger vermitteln". Die guten pädagogischen Absichten werden unter anderem durch übersichtliche Bezifferung der Gleichungen, lückenlose Herleitungshinweise und eine sehr sorgfältige Korrektur unterstrichen. Großer Wert wird auf eine mathematisch einwandfreie Darstellung gelegt, um die sich auch der Physiker und Ingenieur nicht ungestraft drücken kann. Dagegen könnte, gerade für den Anfänger, der innere Zwang, aus physikalischen Gründen gerade diese oder jene Vektoroperation einzuführen, hier und da noch etwas hervorgehoben werden, z. B. auf S. 21 bei den Produktbildungen. Auf kleine Schönheitsfehler, wie entbehrliche Fremdworte, habe ich den Verfasser schon mündlich hingewiesen. Natürlich fehlt bei dem geringen Umfange des Buches die Fülle von Anwendungsbeispielen, wie sie anderwärts zu finden ist. Aber das ist auch ganz richtig, denn mit einer Einführung in die Vektorrechnung will ich nicht noch ein halbes Lehrbuch der theoretischen Physik kaufen, während beim umgekehrten Verfahren wieder die Vektorrechnung zu schlecht wegkommt. So wird das Büchlein meines Erachtens durchaus eine Lücke ausfüllen und daher vielen willkommen sein. W. Möbius.

Nachrichten.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Hannover Dr. Friedrich Weibke für anorganische Chemie.

Beauftragungen: Der nichtbeamtete a. o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule München Dr. Helmuth Kulenkampff und der nichtbeamtete a. o. Professor der Theoretischen Physik an der Universität Berlin, Dr. Gerhard Hettner mit der Vertretung der entsprechenden ordentlichen Lehrstellen an der Universität Jena.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Karl Kommerell.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. II. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.